

Wärmestromverteilung in turbulenter Rayleigh-Bénard Konvektion

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
DOKTORINGENIEUR
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn
Dipl.-Ing. Robert Kaiser
geboren am 19.04.1985
in Neubrandenburg, Deutschland

Tag der Einreichung: 07.04.2015

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 21.07.2015

Gutachter: Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Ronald du Puits
Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Jörg Schumacher
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Christoph Egbers

Vorwort

Meinen Dank für die Unterstützung bei der Erstellung meiner Dissertation gilt in erster Linie meinem Doktorvater Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Ronald du Puits, der mir sowohl im wissenschaftlichen als auch im zwischenmenschlichen Sinne immer mit gutem Rat zur Seite stand. Auf Grund seiner intensiven Betreuung und den wertvollen wissenschaftlichen Diskussionen war die Anfertigung des vorliegenden Werkes überhaupt erst möglich.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung meiner Arbeit in den letzten vier Jahren bedanken.

Ich bedanke mich auch bei meinem zweiten Gutachter Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Jörg Schumacher für die hilfreichen Ratschläge im Bereich der theoretischen Grundlagen und der mathematischen Formulierungen.

Zum besonderem Dank bin ich Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. André Theß verpflichtet, der den Anstoß für den Bau einer neuen Konvektionszelle gab und somit maßgeblich bei der Erprobung einer neuartigen Messtechnik beteiligt war.

Einen Dank möchte ich auch an meine Kollegen Herrn Dr. rer. nat. Christian Resagk und Herrn Dr.-Ing. Max Körner aussprechen, die mir mit ihren Anmerkungen stets hilfreich zu Seite standen.

Weiterhin bedanke ich mich bei Frau Sabine Abawi, Herrn Vigimantas Mitschunas und Herrn Klaus Henschel, die mich auf dem Weg der Promotionsarbeit bei der Anfertigung von experimentellen Aufbauten und der Durchführung von Messungen unterstützt haben.

Einen großen Dank bin ich meinen Eltern verpflichtet, die mir ein wohlbehütetes Heim gaben und das Studium an der Technischen Universität Ilmenau überhaupt erst ermöglichten.

Abschließend schulde ich meiner Frau Irina ein riesiges Dankeschön für das Verständnis meiner nächtlichen und am Wochenende stattfindenden Arbeiten *am Fass*. Du bietest mir stets ein Zufluchtsort von der Arbeit.

Kurzfassung

In der vorliegenden Dissertation wurde der lokale Wärmestrom an der Heizplatte mit einer neuartigen Messtechnik im Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion für verschiedene thermische Randbedingungen in unterschiedlichen Geometrien erforscht. Unter Verwendung einer Wärmebildkamera, mit einer hohen Datenrate (30 fps) und einer hohen Auflösung ($640 \times 480 \text{ px}^2$), konnte die Wandwärmestromdichte an der Grenzfläche zwischen einem Festkörper und einem Fluid bestimmt werden.

In einer schlanken rechteckigen Konvektionszelle (Höhe 2.5 m, Länge 2.5 m, Breit 0.65 m) wurde der lokale konvektive Wärmetransport für $1.36 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 5.45 \cdot 10^{10}$ untersucht. Innerhalb dieser Konvektionszelle ist die großskalige Wirbelstruktur in eine Raumrichtung fixiert. Die Messungen ergaben eine inhomogene Verteilung der mittleren Wandwärmestromdichte, wobei eine Variation von bis zu 37 % bezüglich des globalen Wärmestromes festgestellt wurde. Auf Grundlage dessen wurde der lokale Wandwärmestrom in drei Teilregionen (Prallströmung, Zentrum und Eckströmung) untergliedert und die lokale Skalierung der Wandwärmestromdichte in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl berechnet. In einer zylindrischen Geometrie mit $\Gamma = 1.13$ wurde für $10^{11} \leq Ra \leq 8 \cdot 10^{11}$ die Dynamik einer dreidimensionalen Konvektionsströmung erforscht. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen des quasi-zweidimensionalen Falls variiert der zeitgemittelte lokale Wandwärmestrom um bis zu 30 % im Vergleich zu dem globalen Wärmestrom. Die Hauptebene der großskaligen Wirbelstruktur oszillierte dabei um $\pm 90^\circ$, wobei eine Homogenisierung des lokalen Wandwärmestromes im Zentrum zu beobachten war. Weiterhin wurde eine Erhöhung des Wandwärmestromes im Bereich der Seitenwand festgestellt, die eine Verteilung in azimuthaler Richtung aufweist.

Der Einfluss der Seitenwand auf den globalen Wärmetransport wurde in einem Bereich von $1.13 \leq \Gamma \leq 4$ untersucht. Die Analyse bei einer konstanten *Rayleigh*-Zahl offenbarte eine signifikante Änderung des globalen Wärmestromes von bis zu 35 %. Ein entscheidender Mechanismus stellt der Zerfall der großskaligen Wirbelstruktur bei $\Gamma = 1.65$ dar. Diese Tatsache verdeutlicht, dass ein Konvektionsexperiment mit $\Gamma = 1$ nicht die theoretischen Wärmetransportmodelle für eine horizontal unendlich ausgedehnte Fluidschicht verifizieren kann.

Abstract

This thesis focuses on the investigation of the local wall heat flux by applying a new measurement technique in the field of Rayleigh-Bénard convection. The local wall heat flux at the interface between a solid and a gas was measured under different boundary conditions and in various geometries. Using a fast (30 fps) and high-resolution ($640 \times 480 \text{ px}^2$) infrared camera, unprecedented spatial and temporal resolution was achieved.

The first case studied in this thesis is a slender rectangular convection cell with a height of 2.5 m, a length of 2.5 m and a width of 0.65 m. Inside this cell, the large scale circulation is confined in a single plane. The local convective heat flux on the heating plate was measured in the range of $1.36 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 5.45 \cdot 10^{10}$. The measurements revealed a highly inhomogeneous distribution of the wall heat flux, whereas a variation up of to 37 % compared to the globally averaged quantity became visible. Based on this observation the local wall heat flux is divided into three subregions (impingement, centre and corner flow) and the local scaling of the heat transport with respect to the *Rayleigh* number is calculated for each subregions.

In a cylindrical cell with a width to height ratio of $\Gamma = 1.13$, the dynamic of a three-dimensional convective flow was investigated in a range of $10^{11} \leq Ra \leq 8 \cdot 10^{11}$. In coincidence with the quasi two-dimensional case, the time-averaged local wall heat flux varies up to 30 % with respect to the globally averaged quantity. In the investigated range, the principal plane of the large scale circulation oscillated up to $\pm 90^\circ$. This behaviour homogenizes the local wall heat flux in the centre of the heating plate. In addition, an enhancement of the local wall heat flux near the sidewall was observed with a uniform distribution in azimuthal direction.

In a variable aspect ratio cell of $1.13 \leq \Gamma \leq 4$, the influence of the sidewall on the global heat transport was analysed. It was shown, that the global heat flux at a constant *Rayleigh* number varied significantly up to 35 %. In this context, a crucial mechanism is the collapse of the global flow structure, which occurs at $\Gamma = 1.65$. For this reason, the experimental data of a convection cell with $\Gamma = 1$ are not suitable to verify the theoretical approaches for a horizontally infinite extended fluid layer.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	IX
Formelverzeichnis	XI
1 Einleitung	1
1.1 Ziel der Arbeit	3
1.2 Gliederung der Arbeit	4
2 Grundlagen der Wärmeübertragung	6
2.1 Wärmeleitung	6
2.2 Wärmekonvektion	8
2.3 Wärmestrahlung	9
2.4 Rayleigh-Bénard Modell	15
3 Experimenteller Aufbau	25
3.1 Konvektionszellen	25
3.1.1 Ilmenauer Fass	25
3.1.2 Box-im-Fass	28
3.2 Wärmestrommessung	30
3.2.1 Wärmestromsensor	31
3.2.2 Wärmestrommessung mittels Wärmebildkamera . . .	36
4 Experimentelle Ergebnisse	45
4.1 Evolution der Grenzschicht und deren Wärmetransport . . .	46
4.2 Variation des lokalen Wärmetransportes bei verschiedenen Rayleigh-Zahlen	64
4.3 Selbstorganisation der globalen Strömungsstruktur bei ver- schiedenen Aspektverhältnissen	75
5 Zusammenfassung	99
6 Ausblick	101
Literatur	103

Abbildungsverzeichnis

1	Partikelenergie in einem Volumenelement und der resultierenden dreidimensionalen Wärmeleitung	7
2	Eindimensionale Wärmeleitung durch ein dünne unendlich ausgedehnte Wand	7
3	Konvektiver Wärmetransport über einer beheizten Platte . .	8
4	Raumwinkel für ein infinitesimal kleines Flächenelement über den Halbraum eines Emitters	10
5	Strahlungstechnisches Ersatzschaltbild des Strahlungstransportes in einem Zylinder. (a) zeigt das Netzwerk in einer Sternschaltung und (b) in einer Dreiecksschaltung.	14
6	Aufbau einer horizontal unendlich ausgedehnten Rayleigh-Bénard Konvektionszelle.	16
7	Regime der Rayleigh-Bénard Konvektion <i>I – IV</i> auf Basis der Theorie von Grossmann und Lohse im $Ra - Pr$ -Phasenraum (Grossmann und Lohse, 2000; Grossmann und Lohse, 2001). Die Indizes bezeichnen die Teilregime unterhalb u und oberhalb o der – – --Linie, die die gleich große Ausdehnung der Grenzschicht der Temperatur δ_T und Geschwindigkeit δ_u markiert.	21
8	$Ra - \Gamma$ -Parameterraum des <i>Ilmenauer Fasses</i> (blau) und der rechteckigen schlanken Zelle <i>Box-im-Fass</i> (rot)	26
9	Seitenansicht der <i>Box-im-Fass</i> . Die asymmetrische Ablösung von Plumes an der Innen- beziehungsweise der Außenseiten der Konvektionszelle verursacht Wärmeverluste.	28
10	Profilmessung (*) der thermische Grenzschicht unterhalb der Kühlplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i> im Bereich des Auftreffens der großskaligen Strömung (rot) und der Plumeablösung (blau). Der Einsatz zeigt die Differenz aus den interpolierten Profilen (-)	29
11	Amplitudenspektrum eines Wärmestromsensors bei einer Abtastfrequenz von 23 Hz. $1/\tau_K \approx 10$ Hz entspricht der Zeitskala der kleinsten Wirbel	32
12	Messzyklus bei der Datenerfassung der Wärmestromsensoren inklusive der internen Teilzyklen des Datenlogger 34970A der Firma <i>Agilent</i>	33

13	Einrichtung zur Kalibrierung der Wärmestromsensoren . . .	35
14	Aufbau zur Messung der Wärmestromverteilung auf der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i>	38
15	Strahlungsanteil am <i>Ilmenauer Fass</i> in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Kühlplatte bei einer mittleren Temperatur von . (—): theoretischen Vorhersage basierend auf Gleichung 15. (*): experimentelle Ergebnisse	43
16	Zeitlicher und räumlicher Mittelwert des globalen Wärmestromes Nu in Abhängigkeit der <i>Rayleigh-Zahl</i> Ra bei $\Gamma_y = 1$. ■ <i>Box-im-Fass</i> (Kaiser und du Puits, 2014), ■ Experiment in Wasser (Zhou et al., 2012), * direkte numerische Simulation (van der Poel et al., 2014), – – – Grossmann-Lohse Theorie für $Pr = 0.7$ und — einem Kurvenfit der Messdaten in der <i>Box-im-Fass</i>	48
17	Zeitlicher Mittelwert des lokalen dimensionslosen Wärmestromes $Nu(x, y)$ auf der gesamten Fläche der Heizplatte in der Konvektionszelle <i>Box-im-Fass</i> bei $Ra = 4 \cdot 10^{10}$	49
18	Aufbau zur Messung des zweidimensionalen vertikalen Geschwindigkeitsfeldes in der Nähe der Heizplatte der <i>Box-im-Fass</i> (Willert, 2014)	51
19	(a)-(c) zeitliche Mittelwerte des Geschwindigkeitsfeldes aus PIV-Messungen im wandnahen Bereich der Heizplatte (siehe Abbildung 18), bei $Ra = 1.45 \cdot 10^{10}$ (Willert, 2014).	52
20	Lokale Skalierung des räumlichen und zeitlichen Mittelwertes der Verteilung des Wandwärmestromes bezogen auf die globale <i>Rayleigh-Zahl</i> . Das Schema verdeutlicht die farbliche Zuordnung der Skalierungen zu den Positionen auf der Heizplatte der <i>Box-im-Fass</i> . (—) markiert die globale Skalierung des zeitlich und räumlich gemittelten Wandwärmestromes.	54

21	Normierte Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte der Wandwärmestromdichte über der gesamten Heizplatte (—) (a) bei $Ra = 4.05 \cdot 10^{10}$ sowie in den Teilbereichen entsprechend der Definitionen der Gleichungen (49)-(51): Gesamtfläche (schwarz), Prallströmung (rot), Zentrum (blau), Eckströmung (grün) und (b) bei $Ra = 2.72 \cdot 10^{10}$ (---), $Ra = 4.09 \cdot 10^{10}$ (—) und $Ra = 5.45 \cdot 10^{10}$ (- · -)	58
22	(a) Räumliche Verteilung der normalisierten Standardabweichung des lokalen Wandwärmestromes auf der gesamten Fläche der Heizplatte bei $Ra = 5.05 \cdot 10^{10}$. (b) zeitlicher Verlauf des Wandwärmestromes für ein ausgewähltes Pixel bei $x^* = -0.54$ m und $y^* = 0.13$ m	61
23	Räumlicher und zeitlicher Mittelwert des dimensionslosen globalen Wandwärmestromes auf der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fass</i> beim konstanten Aspektverhältnis $\Gamma = 1.13$ ♦ sowie experimentelle Ergebnisse des globalen Wärmestromes im Helium ■ (Niemela und Sreenivasan, 2003), ■ (Urban et al., 2011), Schwefelhexafluorid ● (He et al., 2012a) und numerische Simulation ★ (Scheel und Schumacher, 2014).	66
24	Verteilung der zeitlich gemittelten dimensionslosen Wandwärmestromdichte $\langle Nu(x, y) \rangle_{t=5h}$ für (a) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, $t_o = 60$ s, (b) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$, $t_o = 47$ s und (c) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$, $t_o = 38$ s auf der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i> ($\Gamma = 1.13$)	67
25	Verteilung der Standardabweichung des dimensionslosen Wärmestromes $\sigma_{Nu}(x, y)$ für (a) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, (b) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$ und (c) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$ auf der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i> ($\Gamma = 1.13$)	68
26	Standardabweichung der Verteilung des lokalen Wandwärmestromes über zwei Umlaufzeiten der großskaligen Wirbel t_o , siehe Gleichung (54) für $Ra = 4 \cdot 10^{11}$ bei (a) $t/t_o = 41.9$, (b) $t/t_o = 62.5$ und (c) $t/t_o = 81.2$, siehe * in (d). Zeitlicher Verlauf der Ausrichtung ϕ des großskaligen Wirbel für (d) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, (e) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$ und (f) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$	70
27	Verteilung der Schiefe der Wandwärmestromdichte S_{Nu} für jedes Pixel bei $Ra = 8 \cdot 10^{11}$	71

28	Plume in der Grenzschicht an der Heizplatte des Ilmenauer Fasses bei $Ra = 1.5 \cdot 10^{10}$	71
29	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der lokalen Dicke der thermischen Grenzschicht $WDV(\delta_\theta)$ in (a) nicht normierter Darstellung, (b) normiert auf die mittlere Dicke der thermischen Grenzschicht entsprechend der Gleichung (58) und (c) entsprechend der Gleichung (56).	72
30	Räumlicher und zeitlicher Mittelwert des Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i> ($r \leq 0.35R$) ♦ in Abhängigkeit von der <i>Rayleigh</i> -Zahl für verschiedene Aspektverhältnisse, sowie experimentelle Ergebnisse des globalen Wärmestromes im Helium ■ (Wu und Libchaber, 1992), in komprimierten Gasen (N_2 , Ar , Kr , Xe , SF_6) ● (Fleischer und Goldstein, 2002), im Wasser * (Funfschilling et al., 2005), * (Sun et al., 2005) und Ergebnisse aus der numerischen Simulation ★ (Bailon-Cuba et al., 2010). Die Übersicht im linken oberen Rand der Abbildung zeigt den $Ra - \Gamma$ -Parameterbereich der Daten.	77
31	Räumlicher und zeitlicher Mittelwert des kompensierten Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i> ($r \leq 0.35R$) ♦ in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis sowie der globale Wärmestrom basierend auf der Simulation von ★ (Bailon-Cuba et al., 2010). Die Übersicht im unteren rechten Rand der Abbildung zeigt den $Ra - \Gamma$ -Parameterbereich der Daten.	79
32	Räumliche Verteilung des Mittelwertes $\langle Nu(r, \phi, t) \rangle_t$ (a,c,e,g,i) und der Standardabweichung $\sigma_{Nu}(r, \phi)$ (b,d,f,h,j) des dimensionslosen Wandwärmestromes auf der Heizplatte des <i>Ilmenauer Fasses</i> für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.13; 1.43$ bei $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, $\Gamma = 1.75; 2.00$ bei $Ra = 1.3 \cdot 10^{11}$ und $\Gamma = 2.40$ bei $Ra = 8.8 \cdot 10^{10}$. Die Verteilungen der Wandwärmestromdichte für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.75; 2.00; 2.40$ sind aufgrund des begrenzten Sichtfeldes der Kamera beschnitten.	81

- 33 (a)-(c) Räumliche Verteilung der Fluktuation der dimensionslosen Wandwärmestromdichte $Nu'_{0.95,g}(r, \phi, t)$ zu verschiedenen Zeitpunkten, siehe Gleichung (60), für $Ra = 1.3 \cdot 10^{10}$ und $\Gamma = 1.75$. (d)-(f) Azimutales Profil der Fluktuationen des dimensionslosen Wandwärmestromes Nu' (—) in einer Entfernung von 95 % des Heizplattenradius. (—) und (—) entsprechend einem Fit an das gemessene azimutale Profile der Fluktuationen Nu' einer Sinusfunktion mit der Wellenzahl 1 beziehungsweise 2. 84
- 34 Relative Lebensdauer τ_r der Ein-Rollen- (■) beziehungsweise Zwei-Rollenstruktur (●) für verschiedene Aspektverhältnisse Γ und Länge der gleitenden Mittelwerte N 86
- 35 Autokorrelation der Signale der Wärmestromsensoren im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* für verschiedene Aspektverhältnisse Γ . Die Korrelationszeit τ ist bezogen auf die Umlaufzeit t_0 eines großen Wirbels und die Signale sind mit einem vertikalen Abstand von 0.5 zur besseren Übersicht dargestellt. 88
- 36 Schematische Darstellung zur Berechnung Kreuzkorrelation, siehe Gleichung 64, zwischen zwei Zeitsignalen der dimensionslosen Wandwärmestromdichte auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* auf einem azimutalen Profil mit dem Radius $r = 0.35R$ und einer festen Verschiebung von $\phi_2 - \phi_1 = 180^\circ$ 89
- 37 Normierte Kreuzkorrelation des lokalen Wandwärmestromes im Zentrum des *Ilmenauer Fasses* auf einem azimutalen Profil entlang $r = 0.35R$ entsprechend der Gleichung (64) für verschiedene Aspektverhältnisse (a)-(i) $\Gamma = 1.13; 1.43; 1.75; 2.00; 2.40; 3.00; 3.25; 3.50; 4.00$. Die Korrelationszeit τ ist bezogen auf die Umlaufzeit t_0 eines großen Wirbels. 90
- 38 (a) und (b) Schematische Darstellung der möglichen Zustände der Zwei-Rollenstruktur nach dem Zerfall der Ein-Rollenstruktur. (c) und (d) zeigen die zugehörigen Verteilungen der momentanen Fluktuationen der dimensionslosen Wandwärmestromdichte bei $\Gamma = 1.75$ und $Ra = 1.3 \cdot 10^{10}$. 92

39	Schematische Darstellung des (a) experimentellen Aufbaus der Mischkonvektion von (Koerner et al., 2013) mit komprimiertem Schwefelhexafluorid und (b) des Freistrahlexperimentes von (Denshchikov et al., 1978) im Wasser. . . .	93
40	Messwerte des dimensionslosen globalen Wärmestromes in kompensierter Form $Nu/Ra^{0.3}$ in der Abhängigkeit von der <i>Rayleigh</i> -Zahl für Aspektverhältnis von $\Gamma = 4$ in Luft (♦) und im Helium nahe des kritischen Punktes (■)(Niemela und Sreenivasan, 2006). Die Skalengesetze wurden abschnittsweise zwischen $10^8 \leq Ra \leq 10^{10}$ und $10^{10} \leq Ra \leq 10^{12}$ bestimmt.	95

Tabellenverzeichnis

1	Zusammenfassung wichtiger Emissionsgrade, deren Definitionen und Eigenschaften	11
2	Darstellung der beteiligten Widerstände im Strahlungsmodell von Abbildung 5	14
3	Abschätzung der Mindestdicke für den <i>slab</i> bei einer Variation des Wärmestromes um bis zu 50 % des globalen Wärmestromes und einem maximal zulässigen Temperaturabfall über dem <i>slab</i> von 2 % der globalen Temperaturdifferenz . . .	39
4	Koeffizienten der Gleichung 37 zur Korrektur der optischen Verzeichnung des Spezialobjektives ohne und mit Weitwinkelvorsatz (WW-Vorsatz)	40
5	Messunsicherheiten der einzelnen Messgeräte zur Bestimmung der momentanen Verteilung des dimensionslosen Wärmestromes $Nu(x, y, t)$	44
6	Versuchsparameter: <i>Rayleigh</i> Zahl Ra . Statistische Wert der Verteilung des Wandwärmestromes: räumlicher und zeitlicher Mittelwert $\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$, Minimum Nu_{\min} und Maximum Nu_{\max} des zeitlichen Mittelwertes, räumlicher Mittelwert der lokalen Standardabweichung $\langle \sigma_{Nu} \rangle_{(x,y)}$, Minimum σ_{\min} und Maximum σ_{\max} der lokalen Standardabweichung. Jede Messung weist ein charakteristischen Spot erhöhten Wärmestromes auf, dessen relative Größe $A_{\text{spot}}/A_{\text{HP}}$ bezogen auf die gesamte Fläche der Heizplatte ist in der letzten Spalte dargestellt.	50
7	Versuchsparameter bei $\Gamma = 1.13$: <i>Rayleigh</i> -Zahl Ra , zeitlicher und räumlicher Mittelwert des dimensionslosen Wandwärmestromes $\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$, Minimum und Maximum des räumlich verteilten Wärmestromes Nu_{\min} und Nu_{\max} , räumlicher Mittelwert der Verteilung der Standardabweichung des Wärmestromes sowie die Grenzschichtdicken entsprechend den Gleichungen (58) und (56)	73

8	Versuchsparameter der Messung der Wandwärmestromdichte: Aspektverhältnissen Γ , <i>Rayleigh</i> -Zahl Ra , zeitlicher und räumlicher Mittelwert der Temperatur auf der Heizplatte T_{HP} und der Kühlplatte T_{KP} , zeitlicher und räumlicher Mittelwert des dimensionslosen Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte ($r \leq 0.35R$) $\langle Nu \rangle_{(r \leq 0.35R, \phi, t)}$. . .	76
---	---	----

Formelverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
a	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
a_1	Koeffizient	—
a_2	Koeffizient	m^{-1}
a_3	Koeffizient	m^{-2}
a_4	Koeffizient	m^{-3}
\tilde{a}	dimensionsloser Koeffizient	—
A	Fläche	m^2
b	Breite der rechteckigen Zelle	m
B	dimensionslose Breite	—
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	m s^{-1}
c_1, c_2, c_3, c_4	dimensionslose Koeffizienten	—
C	dimensionsloser Vorfaktor	—
d	Dicke bei der Wärmeleitung	m
D	Durchmesser der zylindrischen Zelle	m
\vec{e}_z	Einheitsvektor in z-Richtung	—
E	Strahlungsleistung	W
f	Frequenz	Hz
$F_{i,j}$	Sichtfaktor von Fläche i auf Fläche j	—
\vec{g}	Erdbeschleunigung	m s^{-2}
h	Plancksches Wirkungsquantum	J s
h_{\square}	Höhe der rechteckigen Zelle	m
H	Höhe der Fluidschicht	m
I	Strahlungsintensität	W sr^{-1}
k_B	Boltzmann-Konstante	J K^{-1}
l	Länge der rechteckigen Zelle	m
L	dimensionslose Länge	—
N	Anzahl	—
p	Druck	Pa
$\vec{q} = (\dot{q}_x, \dot{q}_y, \dot{q}_z)$	Vektor der Wärmestromdichte	W m^{-2}
$\vec{Q} = (\dot{Q}_x, \dot{Q}_y, \dot{Q}_z)$	Vektor des Wärmestromes	W
r	radiale Koordinate	m
R	Radius der zylindrischen Zelle	m
R_{aa}	Autokorrelationskoeffizient	—

R_{ab}	Kreuzkorrelationskoeffizient	-
s	Düsenabstand	m
S	Skalierungsfaktor der Wärmestromsensoren	$\text{W m}^{-2} \text{V}^{-1}$
S_{Nu}	Schiefe der Wärmestromdichte	-
t	Zeit	s
T	Temperatur	$\text{K}/^{\circ}\text{C}$
$\vec{u} = (u, v, w)$	Geschwindigkeitsvektor	m s^{-1}
U	elektrische Spannung	V
WDV	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung	-
$\vec{x} = (x, y, z)$	Ortsvektor im Rechtssystem	m
X	Helligkeit	m^{-2}

Griechische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
α	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient	K^{-1}
γ	Skalenexponent	-
Γ	Aspektverhältnis	-
δ_T	Dicke der thermischen Grenzschicht	m
δ_u	Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht	m
δT	Temperaturvariation	K
ΔT	Temperaturdifferenz	K
ϵ_{θ}	thermische Dissipationsrate	W K m^{-3}
ϵ_u	kinetische Dissipationsrate	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
ϵ	Emissionsgrad einer Oberfläche	-
ζ	freie Variable	-
η_K	Kolomogorov-Längenskala	m
θ	Winkel	$^{\circ}$
$\tilde{\theta}$	Abweichung vom Temperaturprofil	K
κ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
λ	Wellenlänge	μm
ν	kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ξ_k	Sinusfunktion	-
ω	Raumwinkel	sr
Ω	Teilbereich	-
ρ	Dichte	kg m^{-3}
σ	Stefan-Boltzmann Konstante	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$

σ_{Nu}	Standardabweichung der Wärmestromdichte	-
τ_K	Kolomogorov-Zeitskala	s
τ	charakteristische Zeit	s
ϕ	Winkel	°

Indizes

Zeichen	Bedeutung	
<i>Ab</i>	Ablösung	
<i>Al</i>	Aluminium	
<i>Auf</i>	Aufprall	
<i>c</i>	kritisch	
<i>d</i>	Düse	
<i>eff</i>	effektiv	
<i>HP</i>	Heizplatte	
<i>i, j</i>	Laufindex	
<i>k</i>	korrigiert	
<i>K</i>	Wärmekonvektion	
<i>KP</i>	Kühlplatte	
<i>L</i>	Wärmeleitung	
<i>Leer</i>	Leerlauf	
<i>m</i>	momentan	
<i>max</i>	Maximum	
<i>min</i>	Minimum	
<i>r</i>	relativ	
<i>R</i>	realer Körper	
<i>S</i>	schwarzer Strahler/Körper	
<i>SK</i>	synthetischer Kautschuk	
<i>SW</i>	Seitenwand	
<i>Tot</i>	Totzeit	
<i>Um</i>	Umschalten	
<i>WSS</i>	Wärmestromsensor	
<i>x, y, z</i>	Komponenten im Rechtssystem	
0	Referenzpunkt	
99%	Wert bei 99% der horizontalen Geschwindigkeit	
∞	Punkt im Unendlichen	
•	zylindrische Geometrie	
◦	Umlauf	

□ rechteckige Geometrie

Dimensionslose Kennzahlen

Zeichen	Bedeutung
---------	-----------

<i>Bi</i>	<i>Biot-Zahl</i>
-----------	------------------

<i>Nu</i>	<i>Nusselt-Zahl</i>
-----------	---------------------

<i>Pr</i>	<i>Prandtl-Zahl</i>
-----------	---------------------

<i>Ra</i>	<i>Rayleigh-Zahl</i>
-----------	----------------------

<i>Re</i>	<i>Reynolds-Zahl</i>
-----------	----------------------

1 Einleitung

Ein bedeutender Mechanismus bei dem Transport von Wärme wird als thermische Konvektion bezeichnet. In der Natur spielt dieser Prozess beispielsweise eine zentrale Rolle bei den Bewegungen der Luftmassen in der Erdatmosphäre. In der Ingenieurstechnik findet dieses Wissen Anwendung, um die Wärme an elektrischen und elektronischen Bauelementen effektiv abzuführen. Eine Möglichkeit des Transportes von Wärme besteht durch die Bewegung eines Mediums in Folge eines Dichteunterschiedes, welche als natürliche Konvektion bezeichnet wird. Im Gegensatz zu der erzwungenen Konvektion, bei der die Bewegung eines Mediums von außen aufgedrängt wird, sind keine bewegten Teile für die Abfuhr der Wärme an elektrischen und elektronischen Bauelementen notwendig. Diese Eigenschaft bringt den Vorteil mit sich, dass Schwingungsbelastungen bei der Kühlung von Bauelementen, beispielsweise aufgrund von Rotationslüftern, vermieden werden können. Infolge der geringeren mechanischen Belastung weisen diese passiven Kühlungssysteme im Vergleich zu den aktiven Kühlungssystemen eine höhere Ausfallsicherheit auf. Der Bedarf an innovativen Kühlungskonzepten wächst dabei infolge der Miniaturisierung in der Halbleiterindustrie und der zunehmenden Verlustwärmemenge mit steigender Leistung. Der Entwurf derartiger Kühlkörper basiert in der Regel auf empirischen Berechnungsvorschriften, die von einem homogen verteilten Gesamtwärmetransport von der Oberfläche des Kühlkörpers an die Umgebung ausgehen. Für die Weiterentwicklung derartiger Kühlungssysteme ist jedoch die Betrachtung der lokalen Verteilung des Wärmestromes relevant, um gezielt heiße Regionen, sogenannte *hot spots*, an elektrischen und elektronischen Bauelementen effektiv zu kühlen. Die Grundlagen bilden detaillierte Einblicke in die lokalen Transportprozesse der natürlichen Konvektion, die im Folgenden näher erforscht werden.

Ein Paradigma zur Untersuchung dieser Wärmeübergangsmechanismen stellt das Rayleigh-Bénard Modell dar. In diesem Modell wird der konvektive Wärmetransport durch eine unendlich ausgedehnte horizontale Fluidschicht im Schwerfeld betrachtet, welche von unten beheizt und von oben gekühlt ist. Bei dem Überschreiten einer kritischen Temperaturdifferenz erfolgt eine Durchmischung in der Fluidschicht in Form von Strömungswirbeln auf unterschiedlichen Längenskalen. Infolge dieses Mischungsprozesses ergibt sich ein vertikaler Wärme- und Stofftransport. Auf Basis von

dimensionslosen Kennzahlen sind sowohl experimentelle Ergebnisse als auch numerische Ergebnisse untereinander vergleichbar. Die maßgebenden Eingangsparameter sind in diesem Zusammenhang die *Rayleigh-Zahl*, die die Stärke des thermischen Antriebes charakterisiert und die *Prandtl-Zahl*, die die Kopplung des Temperaturfeldes mit dem Geschwindigkeitsfeld beschreibt. Um eine kontrollierte Versuchsumgebung zu gewährleisten, erfordert die experimentelle Untersuchung des Rayleigh-Bénard Modells eine vertikale Begrenzung der Fluidschicht. Der Austausch von Wärme über diese Begrenzung wird durch die Verwendung einer adiabatischen Seitenwand verhindert. Infolgedessen ergibt sich ein zusätzlicher Eingangsparameter, der die horizontale Ausdehnung der Fluidschicht zu ihrer Dicke definiert, dieser wird als Aspektverhältnis bezeichnet. Der globale Wärmetransport und der globale Stofftransport werden durch die *Nusselt-Zahl* beziehungsweise die *Reynolds-Zahl* ausgedrückt und sind ausschließlich von den beschriebenen Eingangsparametern abhängig. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich vornehmlich auf die Untersuchung des Wärmetransportes durch die Fluidschicht. Der globale Wärmestrom wird dabei aus der Summe der lokalen Wärmeströme betrachtet. Von Bedeutung sind diese lokalen Mechanismen beispielsweise in der Bauphysik im Zusammenhang mit der Steigerung des Wärmeschutzes an Häuserwänden. Hierbei entwickelt sich eine konvektive Grenzschicht entlang der Strömungsrichtung, wobei durch lokalisierte Phänomene in der Strömung der Wärmetransport entscheidend beeinflusst wird. Zur Untersuchung dieser Problematik in einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle ergibt sich die folgende Fragestellung:

1. Welche lokalen Prozesse des konvektiven Wärmetransportes liegen bei der Evolution der konvektiven Grenzschicht an der beheizten Boden- und der gekühlten Deckenplatte vor?

Für die Anwendung in der Ingenieurstechnik ist zusätzlich die Variation des lokalen Wärmetransportes in Abhängigkeit von der Stärke des thermischen Antriebes von zentralem Interesse, um zum Beispiel die Ausbildung von *hot spots* an den Oberflächen von elektrischen und elektronischen Bauelementen gezielt zu unterdrücken. Infolgedessen leitet sich die zweite Fragestellung ab:

2. Wie verhält sich die lokale Verteilung des Wärmestromes an den horizontalen Wänden bei einer Änderung der *Rayleigh-Zahl*?

Der Wärmeübergang von der Wand in das Fluid ist dabei stets durch das wandnahe Strömungsfeld beeinflusst, welches wiederum maßgeblich durch die großskalige Strömungsstruktur bestimmt ist. Bei der Betrachtung der Klimatisierung von Innenräumen wird deutlich, dass die vorherrschende globale Strömungsstruktur neben der Luftzufuhr und den thermischen Randbedingungen durch die vorliegende Geometrie charakterisiert ist. Ein wichtiges Kriterium bei dem Entwurf von Gebäuden ist in diesem Zusammenhang die Behaglichkeit der sich in den Räumen befindlichen Personen. Im Bezug auf die Untersuchung dieses Sachverhaltes in einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle stellt sich die folgende Frage:

3. Wie organisiert sich die globale Strömungsstruktur bei einer Änderung des Aspektverhältnisses?

1.1 Ziel der Arbeit

Die Beantwortung der formulierten Fragestellungen erfolgt mithilfe einer neuartigen Messmethode im Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion. Durch den Einsatz einer Wärmebildkamera wird erstmalig experimentell die zweidimensionale Verteilung des Wärmestromes mit einer hohen räumlichen Auflösung auf der Heizplatte des großskaligen Konvektionsexperimentes *Ilmenauer Fass* untersucht. Diese zylindrische Konvektionszelle zeichnet sich einerseits durch ihre große Dimension (Durchmesser 7.15 m) und andererseits durch die kontinuierliche Änderung des Aspektverhältnisses aus.

In einem ersten Schritt wird die Evolution der konvektiven Grenzschicht an der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* untersucht. Zum Verständnis der lokalen Mechanismen des konvektiven Wärmeüberganges tragen neben den thermografischen Messungen des Wandwärmestromes die Untersuchung des wandnahe Strömungsfeldes unter Verwendung von bildgebenden Messverfahren bei. Die Bestimmung von weit ausgedehnten Geschwindigkeitsfeldern ist aktuell durch die messtechnischen Möglichkeiten auf zwei Dimensionen begrenzt. Aus diesem Grund erfolgt zunächst die Betrachtung der Konvektionsströmung in einer schlanken rechteckigen Konvektionszelle. In dieser Geometrie wird ein großskaliger Strömungswirbel in eine Raumrichtung fixiert und das vertikale wandnahe Geschwindigkeitsfeld an der Heizplatte untersucht. Die vorherrschenden Mechanismen in diesem Teil der Konvektionszelle reichen von dem Aufprall des Wirbels

über eine nahezu plattenparallele Scherströmung bis hin zu dem Ablösen des Wirbels. Der lokale Wärmeübergang variiert in diesen Regionen grundlegend und erlaubt somit eine Bestimmung der Lage und der Orientierung der großskaligen Strömung.

Im weiteren Verlauf wird auf Basis von thermografischen Messungen der lokale Wärmestrom auf der Heizplatte in einer zylindrischen Konvektionszelle untersucht. Die Variation der Verteilung der Wandwärmestromdichte wird in diesem Zusammenhang in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl bei einer konstanten Geometrie von $\Gamma \approx 1$ erforscht, wobei die Dynamik des lokalen Wärmetransportes über mehrere Stunden erfasst wird. Darüber hinaus werden die experimentellen Ergebnisse mit einer kürzlich veröffentlichten Studie auf Basis von Simulationsdaten verglichen, die die Skalierung der lokalen Grenzschichtdicke der Temperatur behandelt.

Die Untersuchungen des Wärmetransportes in der schlanken rechteckigen Konvektionszelle zeigten Details der Kopplung der Wandwärmestromdichte an das wandnahe Strömungsfeld, welches durch die globale Strömungsstruktur bestimmt ist. Auf Grund dieser Erkenntnisse kann der momentane Zustand der globalen Wirbelstruktur ausschließlich anhand von thermografischen Messungen an der Heizplatte charakterisiert werden. Durch eine Variation des Aspektverhältnisses wird eine Änderung der Strömung auf den großen Längenskalen hervorgerufen. Von zentralem Interesse bei dieser Untersuchung ist zum einen die Bestimmung des kritischen Aspektverhältnisses, das den Zerfall des großskaligen Strömungswirbels für $\Gamma \geq 1$ markiert, und zum anderen die Selbstorganisation der globalen Strömungsstruktur bei einer weiteren Erhöhung des Aspektverhältnisses bis $\Gamma = 4$.

1.2 Gliederung der Arbeit

Der lokale Wärmetransport und die Organisation der großskaligen Strömungsstruktur in einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle stehen im Fokus dieser Dissertation. Die benötigten physikalischen Grundlagen zur Beantwortung der adressierten Fragestellungen werden in dem Kapitel 2 dargelegt. Hierbei werden die drei Mechanismen des Wärmetransportes, wie die Wärmeleitung, die Wärmekonvektion und die Wärmestrahlung vorgestellt. Insbesondere das Rayleigh-Bénard Modell wird im Detail als Spezialfall der Wärmekonvektion in einem gesonderten Unterkapitel erörtert. Das

Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem experimentellen Aufbau und der angewendeten Messtechnik. Zunächst werden in dem Unterkapitel 3.1 die verwendeten Konvektionszellen hinsichtlich ihres technischen Aufbaus und der einzuhaltenden Randbedingungen beschrieben. Erstmals wurde in dem Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion thermografische Messtechnik zur Bestimmung der Verteilung von lokalen Wandwärmeströmen eingesetzt, deren Funktionsweise und Aufbau in dem Unterkapitel 3.2 erörtert werden. In dem Kapitel 4 werden schließlich die formulierten Fragestellungen in den drei Unterkapiteln 4.1-4.3 im Detail diskutiert. Als Erstes wird die Evolution der Grenzschicht an der Heizplatte einer schlan-ken rechteckigen Konvektionszelle entlang eines großskaligen Wirbels betrachtet. Um die Kopplung des lokalen Wärmetransportes an das wandnahe Geschwindigkeitsfeld zu untersuchen, wird das Strömungsmessverfahren *planar Particle Image Velocimetry* verwendet. Die gewonnenen Erkenntnisse dieser quasi-zweidimensionalen Konvektionsströmung werden auf den dreidimensionalen Fall der zylindrischen Konvektionszelle übertragen und hinsichtlich des thermischen Antriebes in dem Unterkapitel 4.2 diskutiert. In dem Unterkapitel 4.3 wird der globale Strömungszustand für verschiedene Aspektverhältnisse betrachtet. Abschließend wird die Arbeit in dem Kapitel 5 zusammengefasst und in dem Kapitel 6 Fragestellungen für zukünftige Arbeiten formuliert.

2 Grundlagen der Wärmeübertragung

Der Transport von Energie aufgrund eines Temperaturunterschiedes wird Wärmeübertragung genannt. Diese Form des Energietransfers wird weiterhin in drei Mechanismen aufgespalten. Der Wärmetransport in Form von Wärmeleitung tritt in Festkörpern bzw. ruhenden Fluiden in einem nicht isothermen Temperaturfeld auf. Im Fall des konvektiven Wärmeüberganges wird die thermische Energie beispielsweise einer beheizten Platte durch das über ihr bewegende kältere Fluid abgeführt. Eine Besonderheit stellt der dritte Mechanismus der Wärmeübertragung dar. Im Gegensatz zu den ersten beiden Prozessen wird kein Medium zum Energietransport benötigt. Der Wärmetransport in Form von Strahlung ist dadurch charakterisiert, dass jeder Körper oberhalb des absoluten Nullpunktes Strahlung emittiert. Im Fall zweier unterschiedlich temperierter Körper im Vakuum ergibt sich der Nettowärmetransport aus der Differenz der abgegebenen Strahlungsleistung jedes Körpers.

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen der drei Mechanismen der Wärmeübertragung erläutert. Des Weiteren werden, für die vorliegende Arbeit, wichtige Aspekte und Eigenschaften der jeweiligen Mechanismen hervorgehoben.

2.1 Wärmeleitung

Bei der experimentellen Untersuchung von strömenden Fluiden in einer Konvektionszelle finden zum einen Wärmeleitungsprozesse in Festkörpern in der Peripherie des Experimentes und zum anderen Wärmeleitungsprozesse in ruhenden Fluiden unterhalb des Einsetzens der Konvektion statt. Die Wärmeleitung ist somit ein grundlegender Mechanismus der Wärmeübertragung, wobei in einer nicht isothermen Umgebung Energie in einem Festkörper oder in einem ruhenden Fluid transportiert wird (Incropera und DeWitt, 1996).

Im Folgenden wird die Wärmeleitung auf ein ruhendes Fluid bezogen, wobei die Aussagen ebenfalls auf Festkörper angewendet werden können. Ein Verständnis für diesen globalen Prozess des Energietransportes liefert eine Betrachtung der Vorgänge auf atomarer Ebene. In jedem ruhenden Fluid befinden sich Moleküle unterschiedlicher Energie, deren Energie durch die Eigenrotation, die Eigenoszillation und die Translation charakterisiert ist.

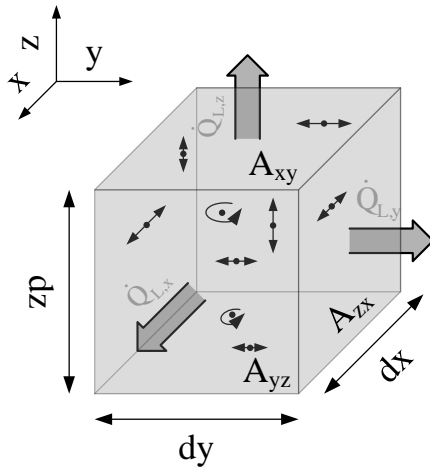


Abb. 1 – Partikelenergie in einem Volumenelement und der resultierenden dreidimensionalen Wärmeleitung

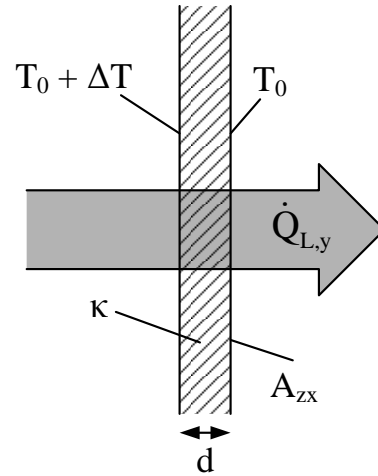


Abb. 2 – Eindimensionale Wärmeleitung durch eine dünne unendlich ausgedehnte Wand

Durch Interaktion in Form von Stoßprozessen geben hochenergetische Partikel Energie an niederenergetische Partikel ab. Im globalen Sinne ist die Temperatur ein Maß für die atomare Bewegung, auch Brownsche Bewegung genannt, wobei durch die beschriebene Interaktion kinetische Energie in Richtung niederenergetischer Partikel abgegeben wird.

Abbildung 1 zeigt ein Volumen eines ruhenden Fluides in dem sich kontinuierlich atomare Teilchen bewegen. Eine mathematische Beschreibung dieses Vorganges lieferte Fourier im Jahr 1822, wobei die Übertragung durch Wärmeleitung in alle drei Raumrichtungen \vec{Q}_L durch die folgende Gesetzmäßigkeit wiedergegeben wird (Incropera und DeWitt, 1996):

$$\vec{Q}_L = -\kappa A_{ij} \nabla T. \quad (1)$$

κ ist die Wärmeleitfähigkeit des Mediums in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$, A_{ij} die Querschnittsfläche in k -Richtung und ∇T der Gradient des Temperaturfeldes. In der Ingenieurtechnik findet der Fall der eindimensionalen Wärmeleitung häufig Anwendung. Für den Fall dünner ausgedehnter Wände der Dicke d und eines Unterschiedes der Wandtemperaturen von ΔT (siehe Abbildung 2) gilt für die wandnormale Komponente in y -Richtung folgende Gesetzmäßigkeit:

$$\dot{Q}_{L,y} = \kappa A_{xz} \frac{\Delta T}{d}. \quad (2)$$

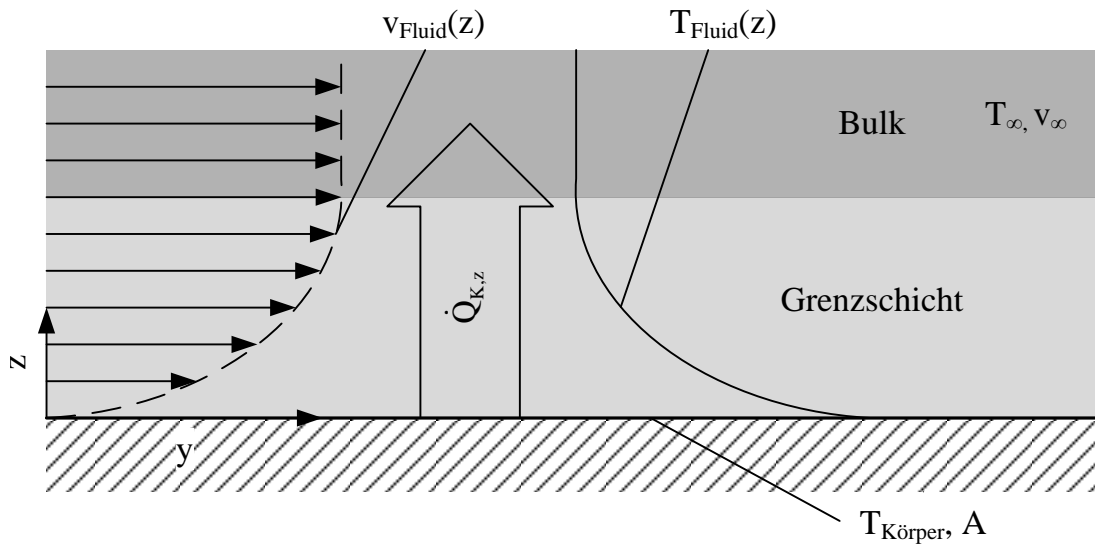


Abb. 3 – Konvektiver Wärmetransport über einer beheizten Platte

Neben der Eindimensionalität werden die Isotropie der Wärmeleitfähigkeit und die Linearität des Temperaturprofils innerhalb der Wand vorausgesetzt.

2.2 Wärmekonvektion

Der Transport von Wärme durch die Bewegung eines Fluides wird als Wärmekonvektion bezeichnet. Hierbei werden Fluidpakete unterschiedlicher Temperatur mit einer großskaligen Bewegung mitgeführt, wobei parallel ein Wärmetransport zur unmittelbaren Umgebung auf atomarer Ebene erfolgt. Die reine Wärmeübertragung durch die großskalige Bewegung wird als Advektion bezeichnet und ist von dem Begriff der Konvektion klar zu unterscheiden (Incropera und DeWitt, 1996).

Im allgemeinen Fall der Konvektion wird die Bewegung des Fluides, oder auch Strömung, hinsichtlich ihres Antriebes und ihrer äußeren Form kategorisiert. Unabhängig von dieser Einteilung berechnet sich der konvektive Wärmetransport zwischen einem Fluid und einem Festkörper über der Fläche A in Normalenrichtung folgendermaßen:

$$\dot{Q}_{K,z} = \alpha A \Delta T. \quad (3)$$

Bei der natürlichen Konvektion wird das Fluid durch einen Dichteunterschied in Bewegung versetzt, wobei dieser durch einen Temperatur- beziehungsweise durch einen Konzentrationsgradienten verursacht werden

kann. Die erzwungene Konvektion hingegen beschreibt den Wärmetransport durch eine von außen künstlich angeregte Bewegung. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α in $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ weist entsprechend eine Abhängigkeit hinsichtlich der Dichte ρ respektive einer charakteristischen Strömungsgeschwindigkeit v_∞ auf.

Neben der Art der Anregung der Konvektion erfolgt eine weitere Unterscheidung hinsichtlich des Weges der Wärmeübertragung. In geschlossenen Räumen ist die Wärmeübertragung zwischen den begrenzenden Wänden von zentralem Interesse, wobei sich die Temperaturdifferenz in Gleichung (3) beispielsweise aus der Temperaturdifferenz der Decke und des Bodens $\Delta T = T_{\text{Decke}} - T_{\text{Boden}}$ berechnet. Im Fall der Umströmung von Körpern ist die Wärmeübertragung von dem Körper an das umgebende Medium maßgebend. Hierbei ergibt sich die Temperaturdifferenz in Gleichung (3) aus dem Temperaturunterschied zwischen dem Körper und dem Medium in einer großen Entfernung $\Delta T = T_{\text{Körper}} - T_\infty$.

Abbildung 3 zeigt exemplarisch den wandnahen Bereich über einer isotherm beheizten Platte, wobei der Antrieb der Strömung beliebig sein kann. Prinzipiell untergliedert sich das Temperaturfeld in einen isothermen Kernbereich, auch Bulk genannt, und einer Grenzschicht, die durch starke Gradienten dominiert ist. Das Geschwindigkeitsfeld wird analog dem Temperaturfeld eingeteilt, wobei die Bulkregion durch eine charakteristische Geschwindigkeit bestimmt ist (Prandtl, 1904).

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der dichtegetriebenen Strömung aufgrund eines Temperaturgradienten in geschlossenen Räumen. Diese Konvektionsform wird durch das Rayleigh-Bénard Modell beschrieben, welches im Unterkapitel 2.4 detailliert erläutert wird.

2.3 Wärmestrahlung

Der dritte Mechanismus der Wärmeübertragung beschreibt den Energietransport auf Basis von elektromagnetischen Wellen. Hierbei gilt, dass jeder Körper, dessen Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunktes liegt, Strahlung aussendet. Im Fall eines Rayleigh-Bénard Experimentes im gasförmigen Medium erfolgt parallel zu dem konvektiven Wärmetransport eine Wärmeübertragung durch elektromagnetische Strahlung. Auf Basis von theoretischen Überlegungen und experimentellen Untersuchungen hat sich gezeigt, dass dieser Anteil bis zu 25 % am Gesamtwärmestrom be-

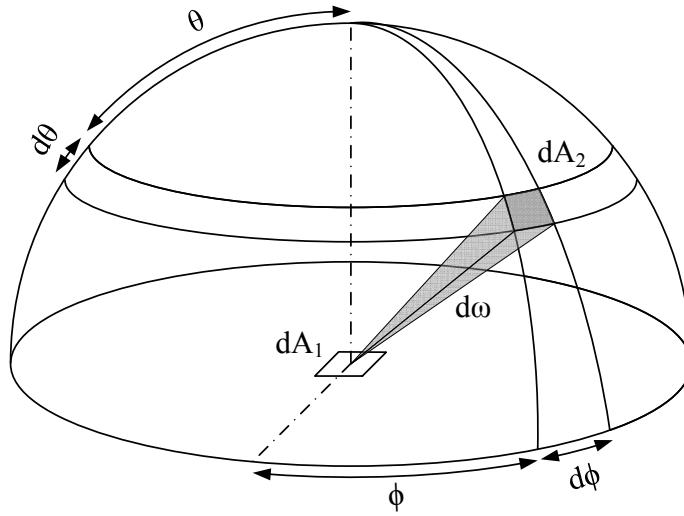


Abb. 4 – Raumwinkel für ein infinitesimal kleines Flächenelement über den Halbraum eines Emitters

tragen kann.

Der sogenannte schwarze Körper ist ein Modell einer idealisierten Strahlungsquelle, der elektromagnetische Strahlung über den vollständigen Wellenlängenbereich $0 < \lambda < \infty$ empfängt und emittiert. Die Verteilung der spektralen Intensität des schwarzen Körpers ist nur von dessen Oberflächentemperatur T_s abhängig.

Die Intensität eines solchen Strahlers wurde erstmals durch Planck (Planck und Masius, 1914) beschrieben und wird wie folgt berechnet:

$$I_s(\lambda, T_s) = \frac{2hc_o^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc_o}{\lambda k_B T_s}} - 1)}. \quad (4)$$

h ist das Plancksche Wirkungsquantum*, c_o die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, k_B die Boltzmann-Konstante† und λ die Wellenlänge. Die Abstrahlung erfolgt gleichmäßig in alle Raumrichtungen. Die gesamte Strahlungsleistung pro Wellenlänge eines schwarzen Strahlers erfolgt durch Integration der Intensität über den gesamten Halbraum (siehe Abbildung 4)(Baehr und Stephan, 2004):

$$E_s(\lambda, T) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_s(\lambda, T, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi = \pi I_s(\lambda, T). \quad (5)$$

* $h = 6.62606957 \cdot 10^{-34} \text{Js}$

† $k_B = 1.38306488 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$

Tab. 1 – Zusammenfassung wichtiger Emissionsgrade, deren Definitionen und Eigenschaften

	Definition	Eigenschaft
spektraler gerichteter Emissionsgrad	$\varepsilon(\lambda, T, \theta, \phi) = \frac{I_R(\lambda, T, \theta, \phi)}{T_S(\lambda, T)}$	wellenlängen-, temperatur- und richtungsabhängig
gerichteter Emissionsgrad	$\varepsilon(T, \theta, \phi) = \frac{I_R(T, \theta, \phi)}{T_S(T)}$	temperatur- und richtungsabhängig
spektraler Emissionsgrad	$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{E_R(\lambda, T)}{E_S(\lambda, T)}$	wellenlängen- und temperaturabhängig
gesamter Emissionsgrad	$\varepsilon(T) = \frac{E_R(T)}{E_S(T)}$	temperaturabhängig

Jedes Leistungsspektrum eines schwarzen Strahlers weist ein seiner Temperatur charakteristisches Maximum auf, welches durch das Wiensche Verschiebungsgesetz bestimmt ist:

$$\lambda_{max} T = 2989 \mu\text{m K}. \quad (6)$$

Durch die Integration der spektralen Strahlungsleistung über den vollständigen Wellenbereich ergibt sich die gesamte abgegebene Strahlungsleistung. Die Berechnung für die Oberfläche A eines schwarzen Körpers erfolgt auf Basis des Stefan-Boltzmann Gesetzes:

$$E_s = \sigma A T_s^4. \quad (7)$$

σ entspricht der Stefan-Boltzmann Konstante[‡].

Das Modell des schwarzen Körpers wird zur Charakterisierung der abgegebenen Strahlungsleistung des realen Körpers verwendet. Es gilt stets, dass die Strahlungsleistung des realen Körpers kleiner als die Strahlungsleistung des schwarzen Körpers ist. Das Verhältnis dieser beiden Größen definiert den Emissionsgrad ε . Eine Übersicht wichtiger Emissionsgrade und ihrer Eigenschaften ist in der Tabelle 1 dargestellt.

Das Konvektionsexperiment *Ilmenauer Fass* besteht aus drei unterschiedlich temperierten Flächen, wobei die vertikale Fläche, im Folgenden Seitenwand genannt, durch eine adiabatische Randbedingung charakterisiert ist. Diese adiabatische Randbedingung verhindert einen Wärmeaustausch des

[‡] $\sigma = 5.670373 \cdot 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$

eingesperrten Mediums, in diesem Fall Luft, mit der Seitenwand. Infolgedessen erfolgt ausschließlich ein Nettostrahlungsaustausch zwischen den beiden horizontalen Flächen, im weiteren Heiz- und Kühlplatte genannt.

Die Heiz- und die Kühlplatte bestehen aus poliertem Aluminium, wobei die minimale Oberflächentemperatur der Kühlplatte 10°C und die maximale Oberflächentemperatur der Heizplatte 80°C betragen kann. Der gesamte Emissionsgrad für diese Temperaturen variiert zwischen $0.038 \leq \varepsilon \leq 0.045$ (Incropera und DeWitt, 1996). In diesem Aufbau beläuft sich der Wärmetransport durch Strahlung auf 10 % des Gesamtwärmetransportes zwischen der Heiz- und der Kühlplatte. Zu der Untersuchung von lokalen Wärmeströmen ist es notwendig, dass eine dünne Schicht mit einem hohen Emissionsgrad ($\varepsilon \approx 0.93$) auf die Heizplatte aufgetragen wird. Der Anteil der übertragenen Wärme durch Strahlung zu dem gesamten Wärmetransport steigt in dieser Konfiguration auf 25 % an.

Neben der Oberflächenbeschaffenheit einer Strahlungsquelle ist die Anordnung zweier Strahlungspartner im Raum maßgebend für den Wärmetransport. Die Lageabhängigkeit der Strahlungsemission beziehungsweise der Strahlungsabsorption wird durch den Sichtfaktor bestimmt. Der Sichtfaktor $F_{i \rightarrow j}$ von einem Emitter i zu einem Absorber j wird allgemein wie folgt berechnet:

$$F_{i \rightarrow j} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{\pi R^2} dA_i dA_j. \quad (8)$$

$A_{i,j}$ entspricht der Flächen des jeweiligen Strahlungspartners und θ dem Winkel zwischen der Flächennormalen und dem direkten Abstand R beider Flächen. Diverse analytische Formeln verschiedener Strahlungsgeometrien sind in (VDI-Ges., 2013) zu finden. Darüber hinaus dienen die Reziprokenregel (9) und die Summationsregel (10) als Hilfsmittel zur Berechnung komplexer Geometrien.

$$A_i F_{i \rightarrow j} = A_j F_{j \rightarrow i} \quad (9)$$

$$\sum_{j=1}^N F_{i \rightarrow j} = 1 \quad (10)$$

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Konvektionszellen mit einer unterschiedlichen Geometrie untersucht. Das experimentellen Konfigurationen *Ilmenauer Fass* beziehungsweise *Box-im-Fass* sind durch eine zylindrische

drische respektive eine quaderförmige Geometrie charakterisiert. In diesem Zusammenhang ergeben sich die zwei folgenden Flächenpaarungen, die für den Strahlungsaustausch maßgebend sind.

(i) Heizplatte \leftrightarrow Kühlplatte ($HP \rightarrow KP$),

(ii) Heiz-/Kühlplatte \leftrightarrow Seitenwand ($HP \rightarrow SW, KP \rightarrow SW$).

Im Fall des *Ilmenauer Fasses* sind die Heiz- beziehungsweise die Kühlplatte durch eine Kreisfläche und die Seitenwand durch eine zylindrische Mantelfläche beschrieben. Für zwei parallele gleichgroße Kreisflächen mit dem Durchmesser D und dem Abstand H ergibt sich der folgende Sichtfaktor für die erste Flächenpaarung (i):

$$F_{HP \rightarrow KP, \bullet} = F_{KP \rightarrow HP, \bullet} = \frac{H}{D} \left(1 + \frac{D^2}{2H^2} - \sqrt{1 + \frac{D^2}{H^2}} \right). \quad (11)$$

Unter Zuhilfenahme der Gleichung (10) berechnet sich der Sichtfaktor der zweiten Flächenpaarung (ii).

$$F_{HP \rightarrow SW, \bullet} = F_{KP \rightarrow SW, \bullet} = 1 - F_{HP \rightarrow KP, \bullet} \quad (12)$$

Das Konvektionsexperiment *Box-im-Fass* besteht aus einer quaderförmigen Konvektionszelle. Die Heiz- und die Kühlplatte sind durch die Länge l und die Breite b definiert und befinden sich in einem Abstand h zueinander. Der entsprechenden Sichtfaktor zwischen diese beiden Flächen wird wie folgt angegeben:

$$F_{HP \rightarrow KP, \square} = F_{KP \rightarrow HP, \square} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{BL} \ln \frac{(1 + B^2)(1 + L^2)}{1 + B^2 + L^2} - \frac{2}{B} \arctan L - \frac{2}{L} \arctan B + \frac{2}{L} \sqrt{1 + L^2} \arctan \frac{B}{\sqrt{1 + L^2}} + \frac{2}{B} \sqrt{1 + B^2} \arctan \frac{L}{\sqrt{1 + B^2}} \right]. \quad (13)$$

Es gilt $L = l/h_{\square}$ und $B = b/h_{\square}$. Der Sichtfaktor der zweiten Flächenpaarung berechnet sich analog zu der Gleichung (12).

$$F_{HP \rightarrow SW, \square} = F_{KP \rightarrow SW, \square} = 1 - F_{HP \rightarrow KP, \square} \quad (14)$$

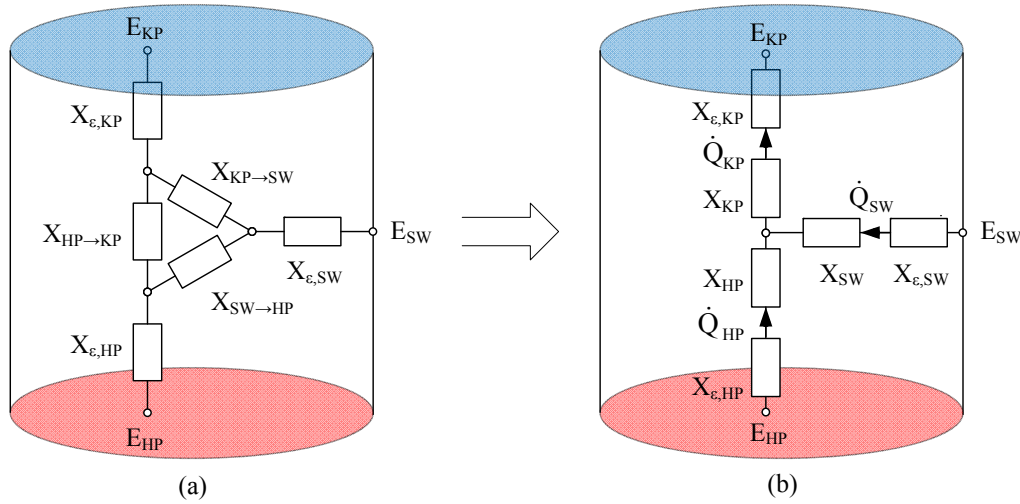


Abb. 5 – Strahlungstechnisches Ersatzschaltbild des Strahlungstransportes in einem Zylinder. (a) zeigt das Netzwerk in einer Sternschaltung und (b) in einer Dreiecksschaltung.

Tab. 2 – Darstellung der beteiligten Widerstände im Strahlungsmodell von Abbildung 5

	$X_{\epsilon,i}$	$X_{i \rightarrow j}$	X_i
$i = HP, j = KP$	$\frac{1-\epsilon_{HP}}{\epsilon_{HP}A_{HP}}$	$\frac{1}{F_{HP \rightarrow KP}A_{HP}}$	$\frac{R_{HP \rightarrow KP}R_{SW \rightarrow HP}}{R_{HP \rightarrow KP} + R_{KP \rightarrow SW} + R_{SW \rightarrow HP}}$
$i = KP, j = SW$	$\frac{1-\epsilon_{KP}}{\epsilon_{KP}A_{KP}}$	$\frac{1}{F_{KP \rightarrow SW}A_{HP}}$	$\frac{R_{KP \rightarrow SW}R_{HP \rightarrow KP}}{R_{HP \rightarrow KP} + R_{KP \rightarrow SW} + R_{SW \rightarrow HP}}$
$i = SW, j = HP$	$\frac{1-\epsilon_{SW}}{\epsilon_{HP}A_{SW}}$	$\frac{1}{F_{SW \rightarrow HP}A_{SW}}$	$\frac{R_{SW \rightarrow HP}R_{KP \rightarrow SW}}{R_{HP \rightarrow KP} + R_{KP \rightarrow SW} + R_{SW \rightarrow HP}}$

Auf der Basis eines Widerstandsmodells kann ein strahlungstechnisches Ersatzschaltbild für einen abgeschlossenen Raum formuliert werden. Prinzipiell existieren ein Widerstand zur Beschreibung der Oberflächenbeschaffenheit $X_{\epsilon,i}$ und ein Widerstand zur Beschreibung der Lage der Strahlungspartner $X_{i \rightarrow j}$ zu einander. Das entsprechende Ersatzschaltbild für den Strahlungsaustausch in einer Konvektionszelle mit drei unterschiedlich temperierten Flächen ist in Abbildung 5(a) dargestellt. Zur übersichtlicheren Darstellung wird die Dreieckschaltung in eine Sternschaltung transformiert, siehe Abbildung 5(b), wobei die Strahlungsanteile der drei temperierten Flächen deutlich werden. In der Tabelle 2 sind alle beteiligten Strahlungswiderstände aufgelistet.

Im Bezug auf das *Ilmenauer Fass* vereinfacht sich die Abbildung 5(b) aufgrund der adiabatischen Seitenwand ($\dot{Q}_{SW} = 0$) weiterhin, womit der

Strahlungsaustausch zwischen Heiz- (HP) und Kühlplatte (KP) folgendermaßen berechnet werden kann:

$$\dot{Q}_{HP} = \dot{Q}_{KP} = \frac{E_{HP} - E_{KP}}{X_{\epsilon,HP} + X_{HP} + X_{\epsilon,KP} + X_{KP}}. \quad (15)$$

An dieser Stelle ist darauf hingewiesen, dass das aufgestellte Strahlungsmodell sowohl für die Konfiguration *Ilmenauer Fass* als auch für die Konfiguration *Box-im-Fass* verwendet werden kann. In der Gleichung (15) müssen lediglich die entsprechenden Berechnungsvorschriften für die Sichtfaktoren der jeweiligen Konfiguration berücksichtigt werden.

2.4 Rayleigh-Bénard Modell

Das Rayleigh-Bénard Modell ist ein Paradigma für eine Vielzahl von geophysikalischen und ingenieurtechnischen Strömungen, in denen ein Fluid einen Temperaturgradienten unterliegt, der dem Gravitationsfeld entgegengerichtet ist. Dieser Sachverhalt charakterisiert atmosphärische oder ozeanische Strömungen ebenso, wie die Dynamik des flüssigen Eisens im äußeren Erdkern. Ferner lassen sich mit diesem Modell die Luftbewegungen in einer Flugzeugkabine, in der sich Personen befinden, oder die Umströmung an natürlich gekühlten heißen Oberflächen sehr gut nachbilden.

Um diese Vielzahl von natürlich vorkommenden Strömungen zu beschreiben wird in dem Rayleigh-Bénard Modell eine unendlich ausgedehnte Fluidschicht im Schwerfeld betrachtet, welche von unten beheizt und von oben gekühlt wird, siehe Abbildung 6. Von zentralem Interesse ist einerseits der vertikale Wärmetransport durch die Fluidschicht und andererseits die charakteristische Geschwindigkeit der dominierenden Strömungsstruktur in Abhängigkeit des thermischen Antriebs und der Stoffparameter (Getling, 1998). Unter Zuhilfenahme dimensionsloser Kennzahlen lassen sich diese Merkmale auf eine Vielzahl von in der Natur vorkommenden Strömungen anwenden. Das Rayleigh-Bénard Modell kann eindeutig auf Basis der *Rayleigh-Zahl* und *Prandtl-Zahl* beschrieben werden. Die *Rayleigh-Zahl* Ra ist definiert als das Verhältnis der Auftriebskraft zwischen Heiz- und Kühlplatte zur molekularen Diffusion. Die *Prandtl-Zahl* Pr verknüpft das Geschwindigkeitsfeld mit dem Temperaturfeld über die kinematische Viskosität und die Temperaturleitfähigkeit des Fluides. Die

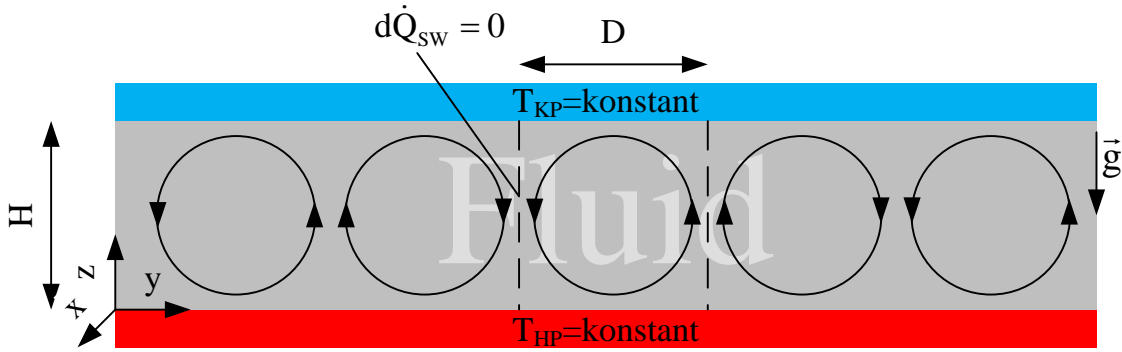


Abb. 6 – Aufbau einer horizontal unendlich ausgedehnten Rayleigh-Bénard Konvektionszelle.

kinematische Viskosität ist maßgebend für den Impulstransport durch Reibung im Fluid. Die Temperaturleitfähigkeit beschreibt die Fähigkeit eines Stoffes Wärme zu leiten im Bezug zu seinem Vermögen die Wärme zu speichern.

$$Ra = \frac{g\beta H^3 (T_{HP} - T_{KP})}{\nu a} \quad (16)$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (17)$$

g ist die Erdbeschleunigung in m s^{-2} , β der thermische Ausdehnungskoeffizient in K^{-1} , H die Dicke der Fluidschicht in m , ν die kinematische Viskosität in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ und a die Temperaturleitfähigkeit in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$. Die resultierende Wärmestromdichte von Heizplatte zur Kühlplatte wird in dimensionsloser Form als *Nusselt-Zahl* Nu angegeben, wobei der konvektive Wärmetransport auf den Fall der reinen Wärmeleitung bezogen wird.

$$Nu = \frac{\dot{q}_{K,z}}{\dot{q}_{L,z}} = \frac{\dot{q}_{K,z}}{\kappa \frac{T_{HP} - T_{KP}}{H}} \quad (18)$$

κ entspricht der Wärmeleitfähigkeit des Fluides in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$. Häufig wird die *Nusselt-Beziehung* in diesem Zusammenhang in Form eines Skalengesetzes mit den Eingangsparametern *Rayleigh-Zahl* und *Prandtl-Zahl* und den entsprechenden Skalenexponenten γ_1 und γ_2 in Verbindung gebracht.

$$Nu = C Ra^{\gamma_1} Pr^{\gamma_2} \quad (19)$$

$\text{§ } \vec{g} = 9.81 \text{ m s}^{-2}$

Für die Stoffparameter gilt theoretisch die Näherung nach Boussinesq. Diese nimmt eine kleine Dichteänderung infolge einer Temperaturänderung an, die, mit Ausnahme im Auftriebsterm, vernachlässigt werden kann. Im Folgenden beziehen sich die Stoffwerte auf die Temperatur in der Bulkregion.

Auf den Grundlagen der Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie lassen sich das Geschwindigkeits- und das Temperaturfeld in einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle mathematisch beschreiben. Unter der Annahme, dass die charakteristische Strömungsgeschwindigkeit sehr viel kleiner als die Schallgeschwindigkeit in dem Medium ist sowie der Anwendung der Boussinesq-Näherung ergibt sich für inkompressible Fluide das Gleichungssystem (20)-(22). An den horizontalen Grenzen gilt für das Geschwindigkeitsfeld die Haftbedingung $\vec{u}(z=0) = \vec{u}(z=H) = 0$, wobei die Temperatur an diesen Stellen der Plattentemperatur entspricht $T(z=0) = T_{HP}$ und $T(z=H) = T_{KP}$.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \vec{u} + \beta g \tilde{\theta} \vec{e}_z \quad (21)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T = a \nabla^2 T \quad (22)$$

\vec{e}_z ist der Einheitsvektor in z -Richtung. $\tilde{\theta}$ repräsentiert die Abweichung vom Temperaturprofil $(T - T_0)$ bei reiner Wärmeleitung, wobei T_0 eine Referenztemperatur darstellt.

Die Fluidschicht des Rayleigh-Bénard Modells ist geprägt durch zwei charakteristische Strömungsfelder. Für die Bulkregion dieser Fluidschicht gilt, dass im zeitlichen Mittelwert die Temperatur konstant ($\langle T \rangle_t = T_{Bulk}$) und die Geschwindigkeiten Null ($\langle u_i \rangle_t = 0$) sind. Die gute Durchmischung des Temperaturfeldes und die hohe Turbulenz des Geschwindigkeitsfeldes werden ausschließlich durch die entsprechenden Fluktuationen $T'(t) = T(t) - \langle T \rangle_t \neq 0$ und $u'_i(t) = u_i(t) - \langle u_i \rangle_t \neq 0$ gekennzeichnet. Des Weiteren bilden sich zwei Grenzschichtregion an den horizontalen Wänden der unendlich ausgedehnten Konvektionszelle aus. Diese weisen einen hohen Gradienten der Temperatur $dT/dz \neq 0$ und der Geschwindigkeitskomponenten $du_i/dz \neq 0$ in Richtung der Wandnormalen auf. Es gibt ver-

schiedene phänomenologische Ansätze, die auf Grundlage dieser Überlegungen den Wärmetransport von der Heizplatte zu der Kühlplatte voraussagen. Im Folgenden werden vier theoretische Ansätze näher beschrieben. Einer der ersten theoretischen Ansätze zur Beschreibung des Wärmetransportes in einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle stammt von Malkus aus dem Jahr 1954. Seine Messungen in Fluidschichten unterschiedlicher Dicke zeigten die Invarianz des vertikalen Wärmestromes gegenüber der vertikalen Ausdehnung (Malkus, 1953). Auf Basis einer Stabilitätsanalyse der Grenzschicht gelang ihm wenig später die Herleitung des folgenden Skalengesetzes für unendlich ausgedehnte Fluidschichten (Malkus, 1954).

$$Nu \propto Ra^{\frac{1}{3}} \quad (23)$$

Als direkte Konsequenz des Skalengesetzes ergibt sich die Unabhängigkeit des Wärmestromes von der vertikalen Position. Weiterhin besagt sie, dass die obere und untere Grenzschicht in keinerlei Kontakt zueinander stehen. Eine Abhängigkeit der Stoffparameter wird von dieser Theorie jedoch nicht erfasst.

Einen anderen Ansatz verfolgte eine Gruppe von Wissenschaftlern in Chicago im Jahr 1989. Sie formulierten die sogenannte Mischlängentheorie. In dieser Theorie wird die Bulkregion und die Grenzschichtregion durch eine sogenannte Mischzone gekoppelt. In diesem Zusammenhang wird erstmals der Begriff des Plumes eingeführt. Ein Plume bezeichnet ein Fluidpaket dessen Temperatur einen signifikanten Unterschied zu der Temperatur der Umgebung aufweist, wobei ein direkter Kontakt mit der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte besteht. Das kontinuierliche Ablösen dieser Plumes aus der Grenzschicht treibt die großskalige Strömung an und stabilisiert die gegenüberliegende Grenzschicht. Der Wärmetransport durch die Bulkregion erfolgt hierbei über die Fluktuationen der Temperatur und der Geschwindigkeit. Auf Basis dieses physikalischen Modells leitet sich folgendes Skalengesetz ab (Castaing et al., 1989):

$$Nu \propto Ra^{2/7}. \quad (24)$$

Eine Abhängigkeit bezüglich der *Prandtl*-Zahl wird von der Mischlängentheorie nicht erfasst.

Shraiman und Siggia (Shraiman und Siggia, 1990) modellieren den kon-

vektiven Wärmetransport aus einer reinen Betrachtung der Grenzschicht, wobei keine Aussage über die großskalige Strömung erfolgt. Unter der Annahme, dass die thermische Grenzschicht vollkommen in der Geschwindigkeitsgrenzschicht eingebettet ist, wird durch die Verknüpfung des Wärmestromes und der Schergeschwindigkeit ein Skalengesetz abgeleitet. Die Schergeschwindigkeit ist der Gradient des Geschwindigkeitsfeldes. Aufgrund der ersten Annahme, dass $Pr > 1$ ist, ergibt sich ein lineares Geschwindigkeitsprofil im Bereich der thermischen Grenzschicht. Diese viskose Unterschicht ist durch die Viskosität des Fluides und der Wandschubspannungsgeschwindigkeit eindeutig charakterisiert. Unter Zuhilfenahme des logarithmischen Wandgesetzes, welches eine turbulente Grenzschicht in einem Rohr beschreibt (Tennekes und Lumley, 1972), wird eine Verbindung zur *Reynolds*-zahl der großskaligen Strömung hergestellt. Das Ergebnis ist ein Skalengesetz mit identischen Exponenten zur Mischlängentheorie, wobei eine Abhängigkeit der *Prandtl*-zahl berücksichtigt wird. Es gilt für $Pr > 1$ folgenden Beziehung:

$$Nu \propto Ra^{2/7} Pr^{-1/7}. \quad (25)$$

Der vierte Ansatz, der in der vorliegenden Arbeit vorgestellt werden soll, basiert auf der Analyse der kinetischen und der thermischen Dissipationsraten. Bevor die Theorie von Grossmann und Lohse vorgestellt wird, werden zunächst kurz die Begriffe der kinetischen und der thermischen Dissipationsraten erläutert.

Die kinetische Dissipationsrate ϵ_u beschreibt die Umwandlung von kinetischer Energie in thermische Energie und wird wie folgt berechnet.

$$\epsilon_u(x, y, z, t) = \nu \sum_{i,j=x,y,z} \left(\frac{\partial u_j(x, y, z, t)}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i(x, y, z, t)}{\partial x_j} \right)^2 \quad (26)$$

Die Grundlage bildet das Kaskadenmodell von Richardson, welches besagt, dass Strömungswirbel in Richtung kleinerer Skalen zerfallen. Die kleinste Skale dieses Zerfalls wurde von Kolomogorov durch eine Dimensionsbetrachtung abgeleitet. Die sogenannte Mikroskala von Kolomogorov η_K berechnet sich ausschließlich aus der kinetischen Dissipationsrate und

der kinematischen Viskosität (Landahl und Mollo-Christensen, 1992) .

$$\eta_K = \left(\frac{\nu^3}{\langle \epsilon_u \rangle_{(x,y,z,t)}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (27)$$

Analog zu der kinetischen Dissipationsrate wird die thermische Dissipationsrate anhand des Temperaturgradient definiert.

$$\epsilon_\theta(x, y, z, t) = \kappa \sum_{i=x,y,z} \left(\frac{\partial \theta(x, y, z, t)}{\partial x_i} \right)^2 \quad (28)$$

Die zentrale Idee von Grossmann und Lohse ist die Abschätzung der beiden Dissipationsraten in der Bulk- und in der Grenzschichtregion, wobei die dominierende Region maßgebend für die Ableitung des vorherrschenden Skalengesetzes, entsprechend Gleichung (19), ist (Grossmann und Lohse, 2000; Grossmann und Lohse, 2001). Auf Grundlagen dessen wird ein Phasenraum in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl und von der *Prandtl*-Zahl gebildet, siehe Abbildung 7, welcher prinzipiell in vier verschiedene Regime *I-IV* unterteilt ist. Mit Hinblick auf die Größe der Grenzschichtdicken der Temperatur und der Geschwindigkeit wird jedes Regime in zwei Teilregime mit Index *u* ($\delta_u \leq \delta_T$) und *o* ($\delta_u \geq \delta_T$) untergliedert. In einer Weiterentwicklung dieser Theorie werden die thermischen Dissipationsraten auf Basis der Plumes und der Hintergrundturbulenz abgeschätzt (Grossmann und Lohse, 2004). Schließlich wird der Wärme- und der Stofftransport durch eine Rayleigh-Bénard Konvektionszelle über das folgende Gleichungssystem berechnet.

$$(Nu - 1)RaPr^{-2} = c_1 \frac{Re^2}{g(\sqrt{Re_c}/Re)} + c_2 Re^3, \quad (29)$$

$$Nu - 1 = c_3 \sqrt{RePrf \left(\frac{2\tilde{a}Nu}{\sqrt{Re_c}} g \left(\sqrt{\frac{Re_c}{Re}} \right) \right)} + c_4 RePrf \left(\frac{2\tilde{a}Nu}{\sqrt{Re_c}} g \left(\sqrt{\frac{Re_c}{Re}} \right) \right) \quad (30)$$

Die Funktionen $f(\zeta) = (1 + \zeta^4)^{-1/4}$ und $g(\zeta) = \zeta(1 + \zeta^4)^{-1/4}$ modellieren in diesem Zusammenhang den Übergang zwischen den einzelnen

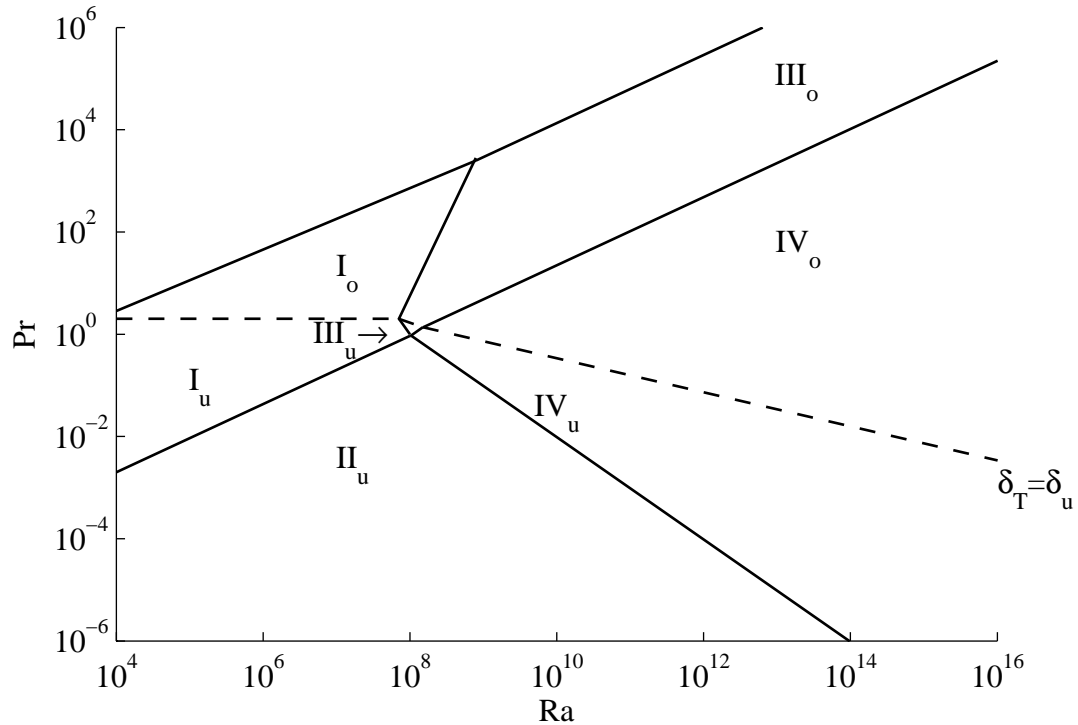


Abb. 7 – Regime der Rayleigh-Bénard Konvektion I – IV auf Basis der Theorie von Grossmann und Lohse im $Ra - Pr$ -Phasenraum (Grossmann und Lohse, 2000; Grossmann und Lohse, 2001). Die Indizes bezeichnen die Teilregime unterhalb u und oberhalb o der – – -Linie, die die gleich große Ausdehnung der Grenzschicht der Temperatur δ_T und Geschwindigkeit δ_u markiert.

Regimen. Weiterhin wird bei der Betrachtung steigender *Prandtl*-Zahlen deutlich, dass die *Reynolds*-Zahl des großskaligen Wirbels abnimmt. Infolgedessen steigt die Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht kontinuierlich an. Um diesen Anstieg über die Systemgrenzen hinaus zu unterbinden, wird eine *a priori* unbekannte kritische *Reynolds*-Zahl Re_c eingeführt, die ausschließlich von der Variable \tilde{a} abhängt. Die fünf unbekannten Variablen \tilde{a} , c_1 , c_2 , c_3 und c_4 in den Gleichungen (29)-(30) müssen anhand von experimentellen oder numerischen Datensätzen bestimmt werden (Stevens et al., 2013).

Die Übersicht der theoretischen Ansätze zur Beschreibung des Wärmetransportes hat gezeigt, dass ein Vergleich mit Datensätzen basierend auf Konvektionsexperimenten oder Simulationen notwendig ist, um unbekannte Vorfaktoren oder Variablen zu bestimmen. Die vorgestellten Theorien nehmen dabei stets eine horizontal unendlich ausgedehnte Fluidschicht an. Im Gegensatz dazu sind Konvektionsexperimente immer durch eine vertikale Begrenzung der Fluidschicht gekennzeichnet, so dass eine dritte

dimensionslose Kennzahl als Eingangsparameter formuliert werden muss. Das Aspektverhältnis Γ beschreibt die horizontale Ausdehnung der Konvektionszelle im Vergleich zu der Dicke der Fluidschicht.

$$\Gamma = \frac{D}{H} \quad (31)$$

Durch eine adiabatische Randbedingung an dieser Seitenwand wird der Austausch von Wärme über diese Fläche verhindert, so dass der Wärmetransport zwischen den horizontalen Wänden nicht gestört wird. Zahlreiche Untersuchungen (Xia und Lui, 1997; Roche et al., 2001; Verzicco, 2002; Niemela und Sreenivasan, 2003; Roche et al., 2010; Stevens et al., 2014) lieferten jedoch den Beweis, dass die Seitenwand einen nicht zu vernachlässigen Einfluss auf das Strömungsfeld im Inneren der Konvektionszelle und somit auf den lokalen und globalen Wärmetransport hat. In Anbetracht dessen sind die experimentellen Ergebnisse in Konvektionszellen mit den Geometrien $\Gamma = 1$ und $\Gamma = 0.5$, entgegen aktueller Veröffentlichungen (Urban et al., 2011; Ahlers et al., 2012; He et al., 2012b; He et al., 2012a), nicht zu der Evaluation der theoretischen Vorhersagen geeignet. Aus diesem Grund erfolgt in der vorliegenden Arbeit die Untersuchung der Variation des lokalen Wärmestromes und des daraus resultierenden globalen Wärmestromes. Von zentraler Bedeutung ist dabei die Evolution der Grenzschicht und der vorherrschende lokale Wärmetransport in einer Konvektionsströmung an der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte. Die ersten Anzeichen einer starken Variation des lokalen Wärmetransportes lieferten die Messungen von (Lui und Xia, 1998). Sie untersuchten die Verteilung der thermischen Grenzschichtdicke, welche als Inverse des lokalen diffusiven Wandwärmestromes interpretiert werden kann. Die Messungen mithilfe eines Mikrothermistors erfolgten in einer wassergefüllten Konvektionszelle ($Pr \approx 7$) an unterschiedlichen Positionen oberhalb der Heizplatte. Auf Basis dieser experimentellen Ergebnisse zeigten sie, dass die thermische Grenzschichtdicke, und somit auch der lokale Wandwärmestrom, von Minimum zu Maximum um 60 % variieren kann.

Aus dieser Erkenntnis heraus ergibt sich die Frage nach der Änderung der Inhomogenität des lokalen Wärmetransportes in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl und dessen Konsequenz für den globalen Wärmestrom durch die Fluidschicht. Die ersten direkten Messungen des lokalen Wand-

wärmestromes wurden von (du Puits et al., 2010) veröffentlicht. In einer luftgefüllten Konvektionszelle ($Pr = 0.7$) wurde der Wandwärmestrom punktuell im Zentrum der Heiz- und der Kühlplatte mittels Wärmestromsensoren untersucht. Hierbei wurde das Aspektverhältnis auf $\Gamma = 1.13$ fixiert und die *Rayleigh*-Zahl in einem Bereich von $5 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 10^{12}$ variiert. Die Ergebnisse der lokalen Messungen offenbarten einen um 300% erhöhten Wärmestrom im Vergleich zu der globalen Wärmestrommessung im Helium in der Nähe des kritischen Punktes ($Pr = 0.7$) (Niemela und Sreenivasan, 2003). Darüber hinaus wurde festgestellt, dass der Skalenexponent des lokalen Wandwärmestromes von Luft erheblich kleiner ist als der Skalenexponent des globalen Wandwärmestromes im Helium. Diese Tatsache weist auf eine Zustandsänderung des lokalen Wärmetransportes bei steigender *Rayleigh*-Zahl insbesondere im Bereich der Seitenwand hin. Einblick in die wandnahen Transportmechanismen außerhalb des Zentrums einer zylindrischen Konvektionszelle geben Profilmessungen der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente. Mittels eines Laser-Doppler-Anemometers untersuchten Li *et al.* (Li et al., 2012) das dreidimensionale Geschwindigkeitsprofil unterhalb der Kühlplatte einer Konvektionszelle. Hierbei wurde eine ausgeprägte wandnormale Geschwindigkeitskomponente beim Auftreffen und Ablösen der großskaligen Strömungsstruktur in der Nähe der Seitenwand festgestellt. Erstaunlicherweise weist das Geschwindigkeitsprofil beim Auftreffen auf der Kühlplatte einen höheren Gradienten auf als beim Ablösen. Dieser Fakt lässt auf unterschiedliche Transportmechanismen in den Randbereichen schließen. Auf Grund der Kopplung des lokalen Wärmestromes an das wandnahe Strömungsfeld an der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte stellt sich die Frage, wie sich die Verteilung der Wandwärmestromdichte bei einer Variation des Strömungsfeldes verändert. Hierbei wird eine Änderung der globalen Strömungsstruktur, dass das wandnahe Strömungsfeld prägt, durch eine Variation des Aspektverhältnisses hervorgerufen. In einer weiteren Messserie untersuchten (du Puits et al., 2010) in dem bereits vorgestellten Aufbau den lokalen Wandwärmestrom im Zentrum der horizontalen Wände bei verschiedenen Aspektverhältnissen. Der Vergleich der zeitlich gemittelten Signale der Wandwärmestromdichte an der Heiz- und der Kühlplatte zeigte eine Asymmetrie bei einem kritischen Aspektverhältnis von $\Gamma \approx 1.7$, welches bis $\Gamma = 6$ beobachtet werden konnte. Die Ursache

der Asymmetrie des Wandwärmestromes über eine Periode von mehreren Tausend Umläufen des großskaligen Wirbels liegt vermutlich in einem instabilen globalen Strömungszustand.

In der vorliegenden Arbeit werden erstmalig Messung mit einer Wärmebildkamera zur Untersuchung der Verteilung des lokalen Wandwärmestromes an der Heizplatte eines Konvektionsexperimentes durchgeführt. Die Ergebnisse sollen zur Erklärung der drei herausgestellten Fragestellungen beitragen. Hierbei wird sich besonders auf

1. die Evolution der Grenzschicht an der Heizplatte entlang eines Strömungswirbels,
2. die Variation der Verteilung des lokalen Wandwärmestromes an der Heizplatte bei verschiedenen *Rayleigh*-Zahlen und
3. die Änderung der globalen Strömungsstruktur in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses

konzentriert.

3 Experimenteller Aufbau

Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Aufbauten zur Untersuchung lokaler Wandwärmeströme in einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Konvektionszellen unterschiedlicher Größe und Form verwendet. Neben der Anwendung kommerziell verfügbarer Wärmestromsensoren wurde eine neue Meßmethode im Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion realisiert, welche die Untersuchung zweidimensionaler Wärmestrombilder unter Verwendung einer Wärmebildkamera erlaubt.

3.1 Konvektionszellen

In einem Rayleigh-Bénard Experiment wird eine Fluidschicht von unten beheizt und von oben gekühlt, wobei eine homogene Verteilung der Temperatur an der Oberfläche dieser Grenzen gewährleistet sein muss. Von zentralem Interesse ist die Untersuchung des vertikalen Wärmetransportes von der Heizplatte zu der Kühlplatte. Des Weiteren ist eine vertikale Begrenzung dieser Fluidschicht notwendig, um eine definierte Kontrollumgebung zu garantieren. Die Entkopplung der Transportprozess im Inneren der Konvektionszelle von der äußeren Umwelt wird durch eine adiabatische Seitenwand realisiert.

Das *Ilmenauer Fass* ist solch ein Rayleigh-Bénard Experiment. Die besonderen Vorteile dieses Experimentes liegen zum einen in seiner Dimension und zum anderen in der kontinuierlichen Variation des Aspektverhältnisses mittels einer freihängenden Deckenplatte. Insbesondere erlaubt die Größe den Einsatz kommerzieller Messtechnik, wobei die Auflösung im Bereich der Mikroskala von Kolomogorov $\eta_K \approx 1 \text{ mm}$ gewährleistet bleibt. Mithilfe eines kleineren rechteckigen Einsatzes kann der Messraum in der Art verkleinert werden, dass die Konvektionsströmung in eine Vorzugsrichtung gezwungen wird. Im Weiteren wird dieser Aufbau als *Box-im-Fass* bezeichnet. Der $Ra - \Gamma$ -Parameterraum der beiden Experimente ist in der Abbildung 8 dargestellt.

3.1.1 Ilmenauer Fass

Das Grundexperiment besteht aus einem vertikalen glasfaserverstärkten Hohlzylinder mit einem Durchmesser von $D = 7.15 \text{ m}$ und einer maxi-

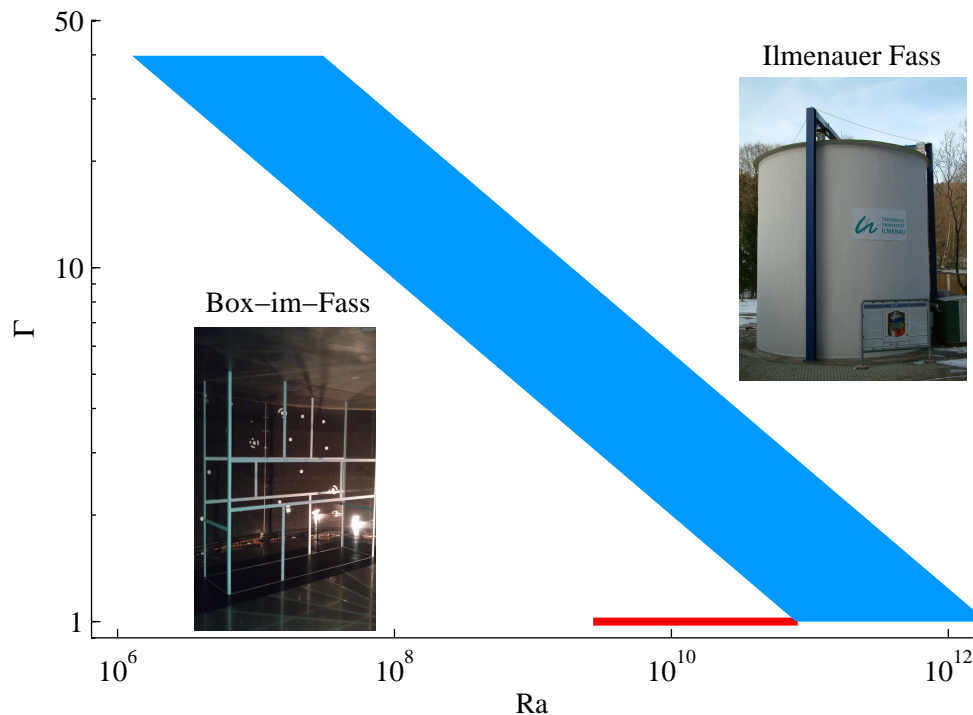


Abb. 8 – $Ra - \Gamma$ -Parameterraum des *Ilmenauer Fasses* (blau) und der rechteckigen schlanken Zelle *Box-im-Fass* (rot)

malen Innenhöhe von 6.3 m. In diesem Zylinder werden die Prozesse des Wärmetransportes in einer Luftschicht unter Normaldruck untersucht. Die *Prandtl*-Zahl ist konstant und beträgt $Pr = 0.7$. Die Randbedingung an dem Boden und an der Decke dieses Experimentes werden durch zwei wasserdurchströmte Aluminiumplatten in einer Sandwichbauweise gewährleistet. Eine Variation der Temperatur dieser Aluminiumplatten erlaubt eine Änderung der *Rayleigh*-Zahl über anderthalb Dekaden bei einem festen Aspektverhältnis. Mit Hilfe der freihängenden Deckenplatte kann die Dicke der Luftschicht zwischen 0.18 m und 6.3 m variiert werden, wobei sich ein maximales respektive minimales Aspektverhältnis von $\Gamma_{\max} = 40$ und $\Gamma_{\min} = 1.13$ einstellen lässt. Der $Ra - \Gamma$ -Parameterbereich ist in Abbildung 8 blau dargestellt.

Die Bodenheizung wird durch eine in Fließestrich eingelassen elektrische Fußbodenheizung mit einer Dicke von 5 cm realisiert. Mögliche Wärmeverlust in das Erdreich werden durch eine thermische Isolation mit einer Dicke von 30 cm unterdrückt. Zur besseren Verteilung der Temperatur ist oberhalb des Fließestrichs eine wasserdurchflossene Alumini-
umauflage mit einer Dicke von 4 cm installiert, deren Temperatur allein

durch die Fußbodenheizung geregelt wird. Mithilfe von acht eingebetteten PT100-Temperatursensoren werden Temperaturen zwischen 20 °C und 80 °C erreicht. In diesem Aufbau entspricht die Temperaturvariation auf der Oberfläche maximal $\pm 1\%$ der Temperaturdifferenz zwischen Boden- und Deckenplatte (du Puits et al., 2013), welches vergleichbar mit anderen Rayleigh-Bénard Experimenten im Wasser (Xi und Xia, 2008) und in Schwefelhexafluorid (Ahlers et al., 2012) ist.

Die gekühlte Deckenplatte besteht aus 16 Kreissegmenten mit einer Dicke von 4 cm, die auf einem freihängenden Stahlring montiert sind. Die Temperatur der Kreissegmente wird in einer Parallelschaltung mit Kaltwasser geregelt. Die Regelung der Kühlplatte erfolgt ebenfalls über eingebettete PT100-Temperatursensoren, wobei Arbeitspunkte zwischen 10 °C und 30 °C erreichbar sind. Die Nivellierung der Deckenplatte zu der Bodenplatte erfolgt mittels dreier unabhängig steuerbarer Kräne. Die Genauigkeit der Nivellierung beträgt 0.02°. Der verbleibende Spalt zwischen der Deckenplatte und der Seitenwand wird durch einen geschlossenenporigen Schaumstoff abgedichtet. Die Temperaturverteilung auf der Oberfläche der Kühlplatte erreicht analog zu der Heizplatte eine maximale Variation $\pm 1\%$ der globalen Temperaturdifferenz.

Neben der isothermen Bedingung der horizontalen Platten muss die Seitenwand adiabat sein, um Wärmeverlusten beziehungsweise Wärmeeinträgen zu verhindern. Die glasfaserverstärkte Mantelfläche des Experimentes besteht aus fünf aufeinander gelagerten Ringen mit je einer Höhe von 1.6 m. Jeder Ring besteht aus drei gleich großen Ringsegmenten, die sich aus einer 14 cm dicken Schicht aus Polyurethanschaum und einer Glasfaserverschalung mit einer Dicke von 1 cm zusammensetzen. Auf Basis einer einfachen Abschätzung bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 10^{12}$ zeigt sich, dass die Wärmeverluste durch diese passive Isolierung in der Größenordnung des vertikalen Wärmestromes liegen (du Puits et al., 2007b). Um diesem Verluststrom entgegenzuwirken wurde eine elektrische Gegenheizung installiert. Zu diesem Zweck befinden sich Heizsegmente auf der Außenwand der glasfaserverstärkten Seitenwand, die zusätzlich durch eine 12 cm starke Isolationsschicht aus Mineralwolle von der Umgebung thermisch getrennt sind. Mithilfe von Temperatursensoren an den Heizsegmente und an der Innenseite der Seitenwand wird die Temperaturdifferenz an jedem Ringsegment separat auf Null ausgeglichen. Ein Benchmark-Test

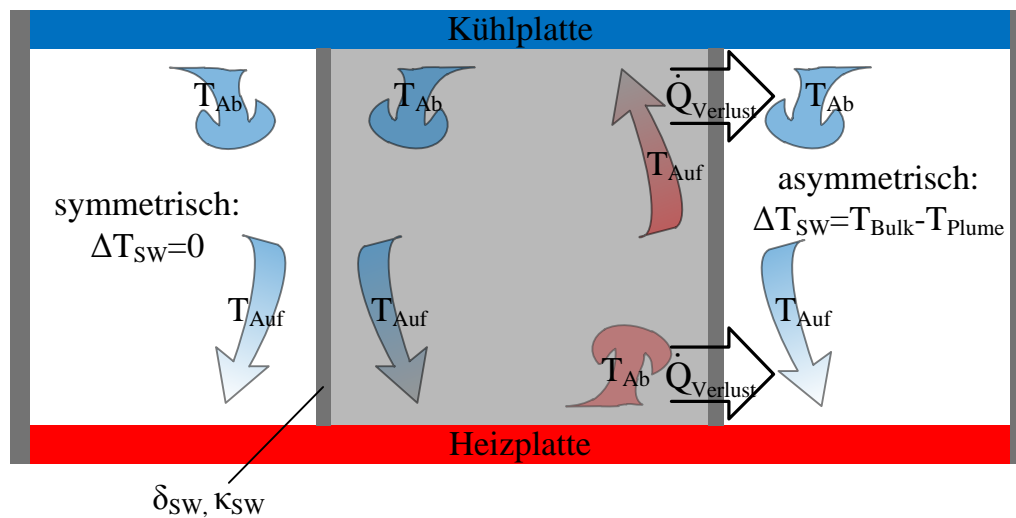


Abb. 9 – Seitenansicht der *Box-im-Fass*. Die asymmetrische Ablösung von Plumes an der Innen- beziehungsweise der Außenseiten der Konvektionszelle verursacht Wärmeverluste.

unter isothermen Bedingungen aller Flächen bei 30 °C ergab einen maximalen Verlust von 1 % (du Puits et al., 2007b).

3.1.2 *Box-im-Fass*

Die lokalen Mechanismen des Wärmetransport an den horizontalen Wänden einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle sind direkt an das wandnahe Strömungsfeld gekoppelt. Es ist daher wünschenswert die gemessenen Verteilungen des Wandwärmestromes mit Erkenntnissen des wandnahen Strömungsfeldes zu kombinieren. In der Regel werden planare Strömungsmessverfahren zur Untersuchung des wandnahen Geschwindigkeitsfeldes verwendet, welches den Einsatz einer quasi-zweidimensionalen Konvektionszelle erfordert. Aus diesem Grund wird eine schlanke rechteckige Konvektionszelle verwendet, die in den Messraum zwischen der Heiz- und der Kühlplatte des *Ilmenauer Fasses* installiert wird. Weiterhin bietet sie aufgrund ihrer geringeren Größe eine ideale Testumgebung für die Anwendung einer neuartigen Messmethode zur Bestimmung der Verteilung von Wandwärmeströmen unter Verwendung einer Wärmebildkamera. In Anlehnung an die Konvektionsexperimente im Wasser der Gruppen in Hong Kong (Zhou und Xia, 2010) und in Lyon (Ciliberto und Laroche, 1999) ist die *Box-im-Fass* konzipiert, so dass die *Rayleigh*-Zahlen und die Aspektver-

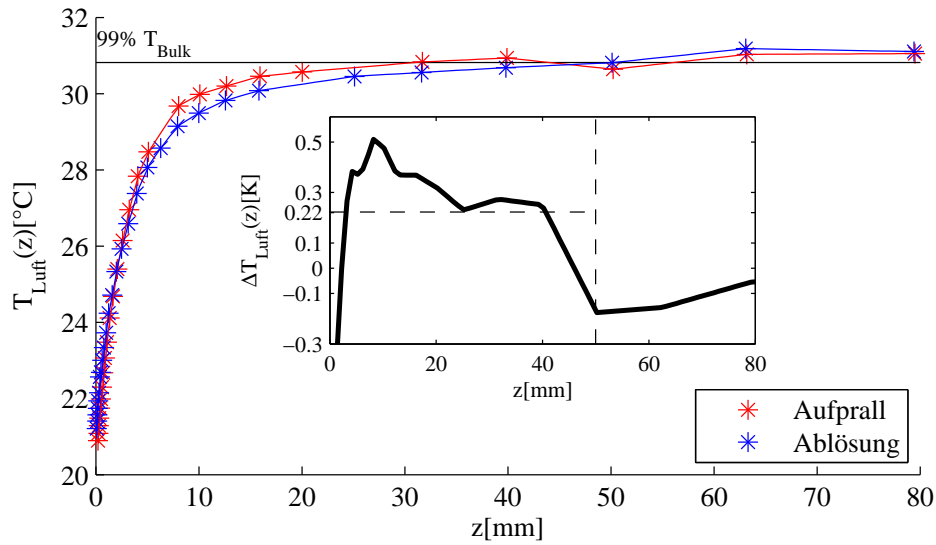


Abb. 10 – Profilmessung (*) der thermische Grenzschicht unterhalb der Kühlplatte des *Ilmenauer Fasses* im Bereich des Auftreffens der großskaligen Strömung (rot) und der Plumeablösung (blau). Der Einsatz zeigt die Differenz aus den interpolierten Profilen (-)

hältnisse vergleichbar sind. Lediglich die *Prandtl*-Zahl unterscheidet sich in einer Größenordnung.

Die Abmaße in dieser Konfiguration sind fixiert auf eine Höhe von $h = 2.5$ m, einer Länge von $l = 2.5$ m und einer Breite von $b = 0.65$ m, womit sich die Aspektverhältnisse $\Gamma_y = 1$ und $\Gamma_x = 0.25$ ergeben. Die gesamte Konstruktion wird im Innenraum des *Ilmenauer Fasses* aufgebaut und durch die freihängende Deckenplatte abgedichtet.

Die adiabatische Seitenwand ergibt sich durch die natürliche Durchmischung der Luftmassen innerhalb und außerhalb des abgegrenzten Messraumes. Die Verluste können lediglich in den Bereichen der Grenzschicht auftreten, wenn sich Plumes vertikal asymmetrisch an der Wand der Acrylglasskonstruktion ablösen, siehe Abbildung 9. Die Temperaturänderung infolge der Plumeablösung zeigte sich in der Vergangenheit in dem Profil der thermischen Grenzschicht (Li, 2013). Abbildung 10 stellt den Temperaturverlauf in der Grenzschicht beim Ablösen und beim Aufprall der Hauptströmung unterhalb der Kühlplatte für eine *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 3 \cdot 10^{10}$ dar. Die kleine Abbildung zeigt die Differenz der beiden Temperaturprofile. Hierbei ist ersichtlich, dass ein signifikanter Temperaturunterschied nahezu über die komplette Grenzschichtdicke vorhanden ist. Diese Dicke der Grenzschicht entspricht der Position bei der 99 % der Tem-

peratur des Bulks erreicht ist. Die mittlere Temperaturdifferenz innerhalb der Grenzschichten zwischen dem Aufprall des Windes und dem Ablösen der Plumes beträgt für die dargestellten Profile $\langle \Delta T_{Luft} \rangle_{z < 50 \text{ mm}} = 0.22 \text{ K}$. Aufgrund der horizontalen Symmetrie der Grenzschicht wird dieser Wert ebenfalls zur Abschätzung der Wärmeverluste an der Heizplatte verwendet. Die Obergrenze für die Verluste im Bereich der thermischen Grenzschichten berechnet sich durch die eindimensionale Wärmeleitung durch die Seitenwand der Dicke $d_{SW} = 8 \text{ mm}$.

$$\dot{Q}_{\text{Verlust}} = 2\kappa_{SW}A_{\delta}\frac{\Delta T_{Luft}}{d_{SW}} \quad (32)$$

κ_{SW} ist die Wärmeleitfähigkeit des Acrylglaszylinders (Buchholz, K., 2007) und beträgt $0.19 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Über der Fläche A_{δ} erfolgt der Wärmeaustausch im Bereich der Grenzschichtdicke $d_{99\%}$ entlang der Breite b der Konvektionszelle. Im Bezug auf die Daten von (du Puits et al., 2007b) ergibt sich ein maximaler Wärmeverlust durch die Seitenwand bei $Ra = 3 \cdot 10^{10}$ von 1 % im Vergleich zum vertikalen Wärmestrom. Bei höheren *Rayleigh*-Zahlen minimieren sich die Verluste weiter aufgrund der Abnahme der thermischen Grenzschichtdicke und der damit verbundenen Reduzierung der Mantelfläche A_{δ} .

3.2 Wärmestrommessung

Aufgrund der zentralen Fragestellung in dem Rayleigh-Bénard Modell nach dem Verhalten des globalen Wärmetransportes durch die Fluidschicht gibt es eine große Anzahl von experimentellen Daten des globalen Wärmestromes. Insbesondere im Bereich der sehr hohen *Rayleigh*-Zahl $Ra \gg 10^{12}$ zeigt sich eine starke Diskrepanz in dem Skalierungsverhalten der *Nusselt*-Zahl (Roche et al., 2010; Urban et al., 2011; He et al., 2012a). Der globale Wärmestrom in diesen Experimenten wurde zum einen durch die eingeprägte Leistung in die Heizplatte und zum anderen durch die Messung von Temperaturgradienten an drei ausgewählten Positionen bestimmt. Diese Messsysteme basieren auf der Annahme eines gleich verteilten Wärmestromes an den horizontalen Grenzen der Konvektionszelle. Um diese Vermutung näher zu untersuchen ist die direkte Messung des globalen Wärmestromes aus dem Integral von lokalen Messungen mit einer hohen räumliche Auflösung notwendig.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein flächenhaftes Messverfahren zur Bestimmung des lokalen Wandwärmestromes an der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* verwendet. Hierbei findet eine Wärmebildkamera zur Messung zweidimensionaler Wärmestrombilder ihre erstmalige Anwendung im Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion. Darüber hinaus erfolgt auf Grundlage einer *insitu*-Kalibrierung eine Verminderung der Messunsicherheit, welche den Einsatz von kommerziellen Wärmestromsensoren auf Kaptonbasis erfordert. Infolge der zentralen Bedeutung der Wärmestromsensoren werden diese zunächst näher betrachtet und im Folgenden die Wärmestrommessung mittels Wärmebildkamera detailliert erläutert.

3.2.1 Wärmestromsensor

Die kommerziellen Wärmestromsensoren (WSS) basieren auf dem Mechanismus der Wärmeleitung. Hierbei wird ein dünner Wärmeleitwiderstand in Form eines Kunststoffes (beispielsweise einer Kaptonfolie) erzeugt, an dessen Kontaktflächen die Temperatur gemessen wird. Die Temperaturmessung erfolgt mithilfe differentieller Thermoelemente, wobei sich je ein thermisches Potential auf den Kontaktflächen befindet. Die generierte Thermospannung U_{WSS} erlaubt das Detektieren kleiner Temperaturdifferenzen. Die Berechnung der Wärmestromdichte \dot{q}_{WSS} stellt eine einfache Skalierung dieser Spannung mit der Sensitivität S dar.

$$\dot{q}_{WSS} = S \cdot U_{WSS} \quad (33)$$

Zur Minderung des Strahlungsaustausches mit der Umgebung werden die Sensoren mit einer dünnen Folie niedrigen Emissionsgrades beklebt. Die Verwendung einer Aluminiumfolie garantiert einen Emissionsgrad von $\varepsilon_{Al} \approx 0.05$ mit dem positiven Nebeneffekt, dass die Temperatur auf der Kontaktfläche besser verteilt wird. Für die *insitu*-Kalibrierung werden mehrere Wärmestromsensor der Firma *Omega Newport* und ein Wärmestromsensor der Firma *PhyMeas* eingesetzt. Die Sensoren *HFS4* der Firma *Omega Newport* haben eine rechteckige Form mit einer Fläche von 1 cm^2 und einer Dicke von 0.4 mm . Der Sensor der Firma *PhyMeas* dient zur Validierung und weist eine deutlich höhere Sensitivität im Vergleich zu den Dünnsfilmsensoren auf. Die durchflossene Fläche dieses Sensors beträgt 33 mm^2 bei einer Dicke von 1.5 mm .

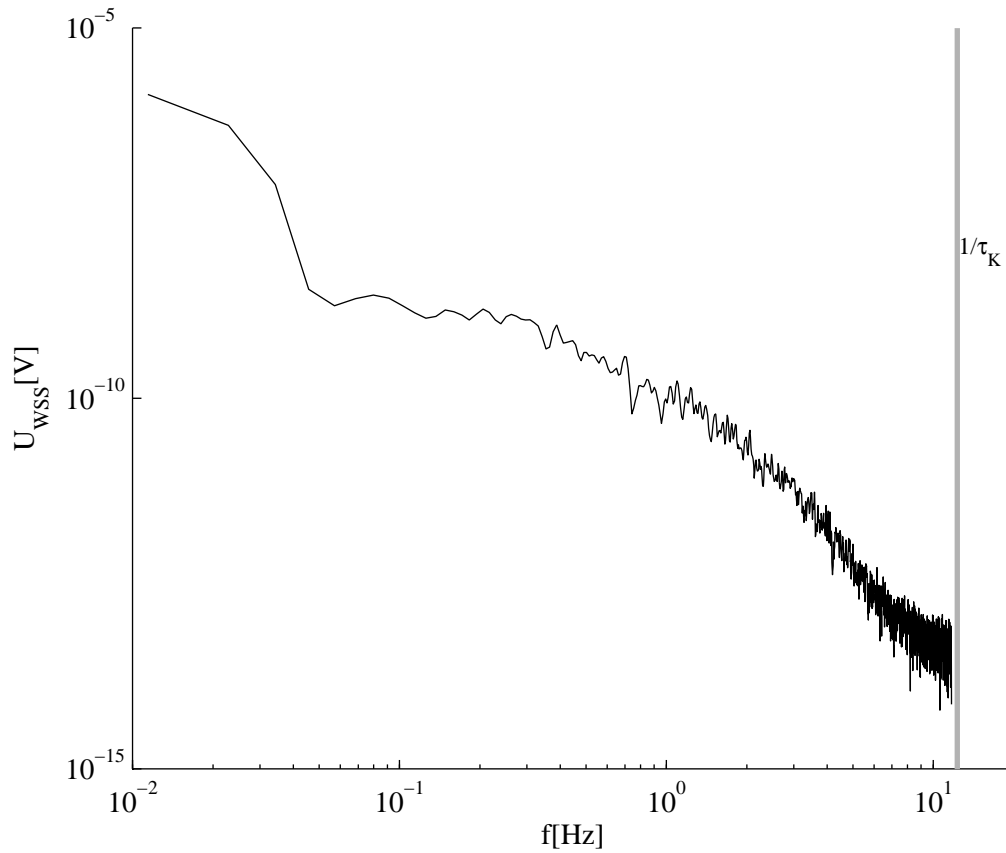


Abb. 11 – Amplitudenspektrum eines Wärmestromsensors bei einer Abtastfrequenz von 23 Hz. $1/\tau_K \approx 10$ Hz entspricht der Zeitskala der kleinsten Wirbel

Die Abbildung 11 zeigt das Amplitudenspektrum einer Testmessung am *Ilmenauer Fass* mit einer Abtastfrequenz von 23 Hz. Maßgebend für die Bewertung des Folgeverhaltens des Sensors ist die Zeitskala des kleinsten Wirbels, welche sich auf Basis der Mikroskala von Kolomogorov (Landahl und Mollo-Christensen, 1992) wie folgt berechnet wird.

$$\tau_K = \sqrt{\frac{\nu}{\langle \epsilon_u \rangle_{(x,y,z,t)}}} \quad (34)$$

Eine exakte Berechnung der kinetischen Dissipationsrate liefert die folgende Gleichung, welche aus einer Mittelwertbildung der Gleichung (26) in dem Volumen der Fluidschicht resultiert (Shraiman und Siggia, 1990; Siggia, 1994).

$$\langle \epsilon_u \rangle_{(x,y,z,t)} = \frac{\nu^3}{H^4} (Nu - 1) Ra Pr^{-2} \quad (35)$$

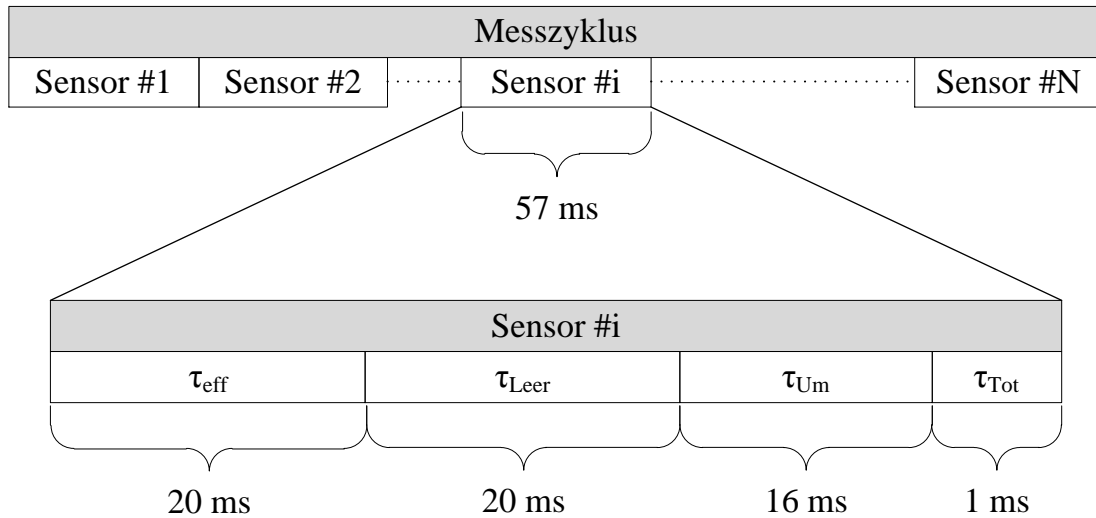


Abb. 12 – Messzyklus bei der Datenerfassung der Wärmestromsensoren inklusive der internen Teilzyklen des Datenlogger 34970A der Firma Agilent

Messungen mittels Wärmebildkamera am *Ilmenauer Fass* ($Pr = 0.7$) ergaben einen dimensionslosen Wärmestrom von $Nu = 505$ bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 8 \cdot 10^{11}$. Die größte Längenskala in diesem System stellte die Distanz zwischen der Heiz- und der Kühlplatte dar und betrug $L = 6.3$ m. Die Bulktemperatur dieser Messung lag bei $T_{\text{Bulk}} = 35^\circ\text{C}$, womit sich eine kinematische Viskosität von $\nu = 1.67 \cdot 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ (VDI-Ges., 2013) ergibt. Die resultierende Zeitskala der kleinsten Wirbel beläuft sich auf $\tau_K = 84.3 \text{ms}$ und liegt somit im Bereich der *Cut-Off*-Frequenz des Wärmestromsensors.

Im Messbetrieb wurden drei Wärmestromsensoren mit einer Abtastfrequenz von $f_{\text{Abtast}} = 5.8 \text{Hz}$ im *Ilmenauer Fass* und zehn Wärmestromsensoren mit einer Abtastfrequenz von $f_{\text{Abtast}} = 1.7 \text{Hz}$ in der *Box-im-Fass* erfasst. Diese Frequenzen stellen die maximalen Abtastraten dar, die durch den Datenlogger 34970A der Firma Agilent in der jeweiligen Konfiguration erreicht werden können. Ein vollständiger Messzyklus zur Erfassung aller Wärmestromsensoren ist in Abbildung 12 dargestellt. Die Spannungssignale der Wärmestromsensoren werden in einem Messzyklus nacheinander in N Teilzyklen gemessen, wobei N die Anzahl der zu messenden Sensoren markiert und direkten Einfluss auf die maximale Abtastfrequenz hat. Jeder dieser Teilzyklen ist wiederum in die vier folgenden Abschnitte untergliedert:

1. Messung der Sensorspannung τ_{eff} ,
2. Messung der Leerlaufspannung τ_{Leer} ,
3. Umschalten zum nächsten Kanal τ_{Um} ,
4. Totzeit τ_{Tot} .

Zunächst erfolgt eine integrale Messung des Spannungssignales über ein Vielfaches eines Netzspannungszyklus (*Number-of-Power-Line-Cycles* = *NPLC*), um Rückkopplungen mit der Spannungsversorgung des Datenlogger zu vermeiden. Ein Wert von $NPLC = 1$ stellt in diesem Zusammenhang einen Kompromiss zwischen schneller Abtastgeschwindigkeit und kleinem Messfehler dar. Die effektive Messzeit beträgt $\tau_{eff} = 20$ ms für eine Frequenz der Netzspannung von 50 Hz. Im nächsten Schritt wird das Spannungssignal des Sensors im Datenlogger intern von dem Messkanal getrennt und die Leerlaufspannung über einen *NPLC* ($\tau_{Leer} = 20$ ms) gemessen. Der ausgegebene Messwert entspricht der zuvor gemessenen Sensorspannung abzüglich der Leerlaufspannung. Die Zeit des Wechsels auf den nächsten Kanal ist durch die Umschaltzeit der verwendeten Relais vorgegeben und beträgt für das verwendete Messmodul 34901A $\tau_{Um} = 16$ ms. Zur Vermeidung von Störungen im Nachgang des mechanischen Umschaltens zwischen den Kanälen wird eine Totzeit von $\tau_{Tot} = 1$ ms eingefügt, die das Ende eines Teilzyklus markiert.

Die Sensitivität jedes einzelnen Wärmestromsensor wurde in einem separaten Laboraufbau bestimmt, welcher schematisch in Abbildung 13 dargestellt ist. Diese Kalibriereinrichtung besteht aus einer temperaturregelten Heiz- und Kühlplatte. In einer Zwischenschicht aus Schaumstoff wird eine näherungsweise homogene Verteilung der Wärmestromdichte erzeugt, wobei diese mit einem in die Heizplatte eingebetteten Kalibriernormal $N^{\circ}8764$ der Firma *PhyMeas* gemessen wird. Die zu kalibrierenden Sensoren werden zwischen der Schaumstoffschicht und der Heizplatte positioniert, wobei sie von dem gleichen Wärmestrom wie das Kalibriernormal durchflossen werden. Aufgrund des flachen Aufbaus der einzelnen Schichten wird die Wärmeleitung in einer Dimension garantiert. Die Heizplatte wird elektrisch geregelt, wobei die Temperatur an der Oberfläche durch eine Aluminiumplatte gleichmäßig verteilt wird. Des Weiteren ist in dieser Aluminiumplatte das Kalibriernormal eingebettet, so

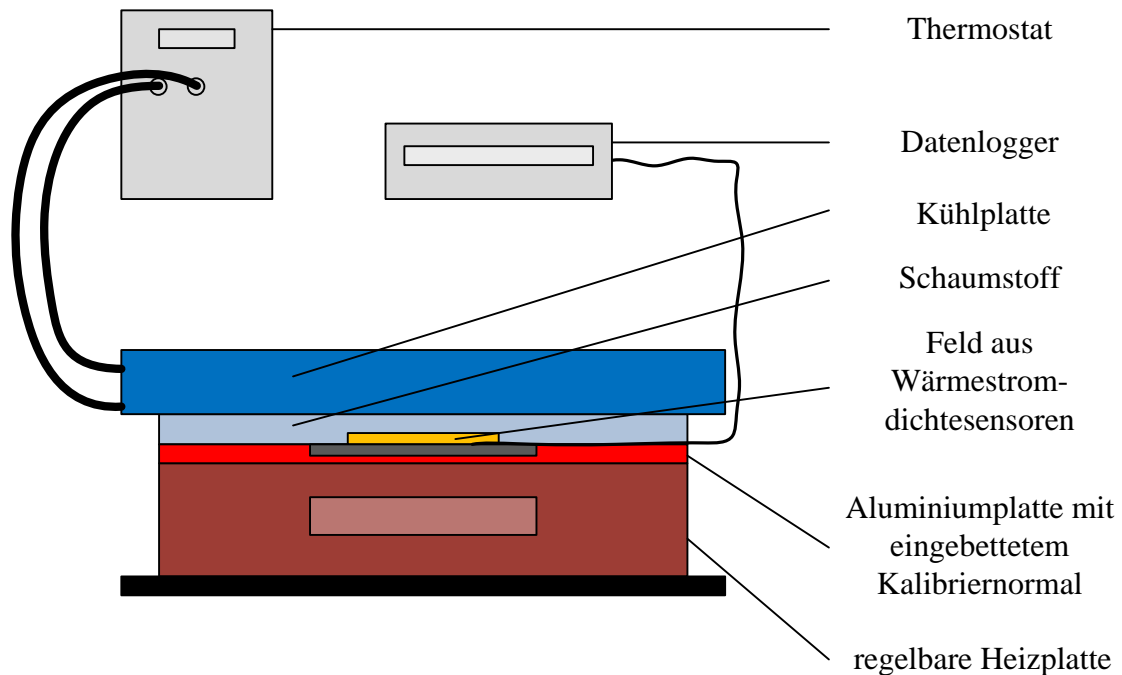


Abb. 13 – Einrichtung zur Kalibrierung der Wärmestromsensoren

dass der Wärmestrom nahezu ungestört fließen kann. Das Kalibriernormal hat eine Größe von 10 cm x 10 cm und eine Messunsicherheit von 5 % des gemessenen Wertes. Die Wärmeabfuhr erfolgt durch eine wasser-durchflossene Aluminiumplatte, wobei die zu kalibrierenden Sensoren durch eine Schicht aus Schaumstoff zwischen der Kühlplatte und den Wärmestromsensoren entlastet werden.

Die Messdaten wurden mit einem *Agilent* Datenlogger 34970A erfasst. Mit Ausnahme der Kabellängen entsprach die Messstrecke der Kalibriereinrichtung der Messstrecke des Messaufbaus am *Ilmenauer Fass*. Das gesamte System befand sich nach zwei Stunden im stationären Zustand. Die Wärmestromsensoren wurden über eine Messdauer von sechs Stunden pro Arbeitspunkt kalibriert, wobei jeweils die Heizplatte auf 45 °C beheizt und die Temperatur der Kühlplatte variiert wurde. Die Sensitivitäten wurden aus der Gleichung (33) unter Zuhilfenahme der Methode der kleinsten Quadrate aus den zeitlichen Mittelwerten der Signale der Wärmestromsensoren und des Kalibriernormals anhand von vier verschiedenen Arbeitspunkten berechnet.

Ein Vergleich zwischen den Sensitivitäten laut Herstellerangaben und den Ergebnissen der vorgestellten Kalibrierung ergab eine Abweichung

einzelner Sensoren von $\pm 0.7\%$ bis zu $\pm 3.7\%$ und zeigt die Notwendigkeit der Neukalibrierung der Wärmestromsensoren. Die Streuung der berechneten Sensitivitäten für verschiedene Wärmestromdichte war dabei stets kleiner als $\pm 1\%$. Um den zeitlichen Aufwand der Kalibrierung zu verringern wurden zehn Wärmestromsensoren in einem Feld angeordnet, welches das Kalibriernormal vollständig bedeckte. Mögliche Abweichungen in Folge der unterschiedlichen Lagepositionen der einzelnen Wärmestromsensoren wurden durch eine schrittweise Drehung des Feldes um 90° überprüft. Hierbei konnten die berechneten Sensitivitäten mit einer Abweichung von unter $\pm 0.8\%$ reproduziert werden. Auf Basis der durchgeführten Messungen im Laborbetrieb kann die Messunsicherheit mit 5% angegeben, welches der Messunsicherheit des Kalibriernormals entspricht.

3.2.2 Wärmestrommessung mittels Wärmebildkamera

Die Verteilungen von Wärmeströmen an einer festen Oberfläche geben einen räumlichen Eindruck über die Effektivität des Wärmetransportes. Die Infrarotthermografie hat sich in den vergangenen Jahren insbesondere im Bauwesen etabliert, da mit ihr hoch präzise und räumlich aufgelöste Temperaturmessungen von Oberflächen möglich sind. Die Anwendung der Infrarotthermografie zur Messung der Wärmestromverteilung in der Grundlagenforschung wurde erstmals von (Thomann und Frisk, 1968) eingeführt. Sie untersuchten den konvektiven Wärmeübergang einer angeströmten parabolischen Fläche mit einer Strömung oberhalb der Schallgeschwindigkeit.

Im Laufe der Jahre haben sich die drei folgenden Messprinzipien zur Bestimmung von Wärmestromverteilungen unter Verwendung der Infrarotthermografie entwickelt:

1. Bei der *heated-thin-foil* Technik wird eine dünne Folie beheizt und einseitig angeströmt. Anhand der zweidimensionalen Temperaturmessung auf der gegenüberliegenden Folienoberfläche wird der konvektive Wärmetransport aus einer komplexen Energiebilanz berechnet.
2. Die *thin-skin* Technik basiert auf dem Kalorimeterprinzip. Hierbei wird eine dünne Folie auf das Messobjekt aufgebracht. Bei isothermen Bedingungen der Folie wird der lokale Wärmestrom auf Basis

der zeitlichen Änderung der Oberflächentemperatur berechnet.

3. Die *thin-film* Technik beruht, analog zu den Wärmestromsensoren, auf dem Prinzip der Wärmeleitung zur Bestimmung lokaler Wärmeströme, wobei ein Temperaturabfall über eine dünne Schicht bekannter Wärmeleitfähigkeit gemessen wird.

In allen drei Anwendungen hat sich für die obengenannte Folie beziehungsweise Schicht der englische Begriff *slab* etabliert, welcher im Folgenden weiter verwendet wird. Aufgrund der thermischen Randbedingungen am *Ilmenauer Fass* und dem Interesse an den zeitlichen Änderungen des Wärmetransportes ist das dritte Messprinzip zu bevorzugen, welches auf dem Prinzip der Wärmeleitung beruht. Für eine detaillierte Übersicht aller drei Messprinzipien sowie die Funktionsweise einer Wärmebildkamera sei auf (Yang, 2001) verwiesen.

Bei der Anwendung der *thin-film* Technik auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* ergeben sich die folgende Problemstellungen bei der Adaption (Kaiser und du Puits, 2014):

- Wahl des *slab*-Materials mit Hinblick auf die Wärmeleitfähigkeit und eine gleichmäßige Dicke,
- Herstellung eines guten thermischen Kontaktes zwischen *slab* und Heizplatte des *Ilmenauer Fasses*,
- Hochgenaue Temperaturmessung der *slab*-Oberfläche bei hoher räumlicher und thermischer Auflösung,
- Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnis durch Erhöhung der Strahlungsemission,
- Unterbindung parasitärer Reflexionen, hervorgerufen durch umgebende Oberflächen,
- Verringerung der Messunsicherheit durch eine *insitu*-Kalibrierung.

Die Abbildung 14 zeigt schematisch die Seitenansicht des Messaufbaus an der Heizplatte. Prinzipiell wird die Unterseite des *slab* durch die Bodenplatte auf eine konstante Temperatur T_{HP} geregelt, wobei die Oberseite entsprechend lokaler Strömungsformen unterschiedlich gekühlt wird. Das

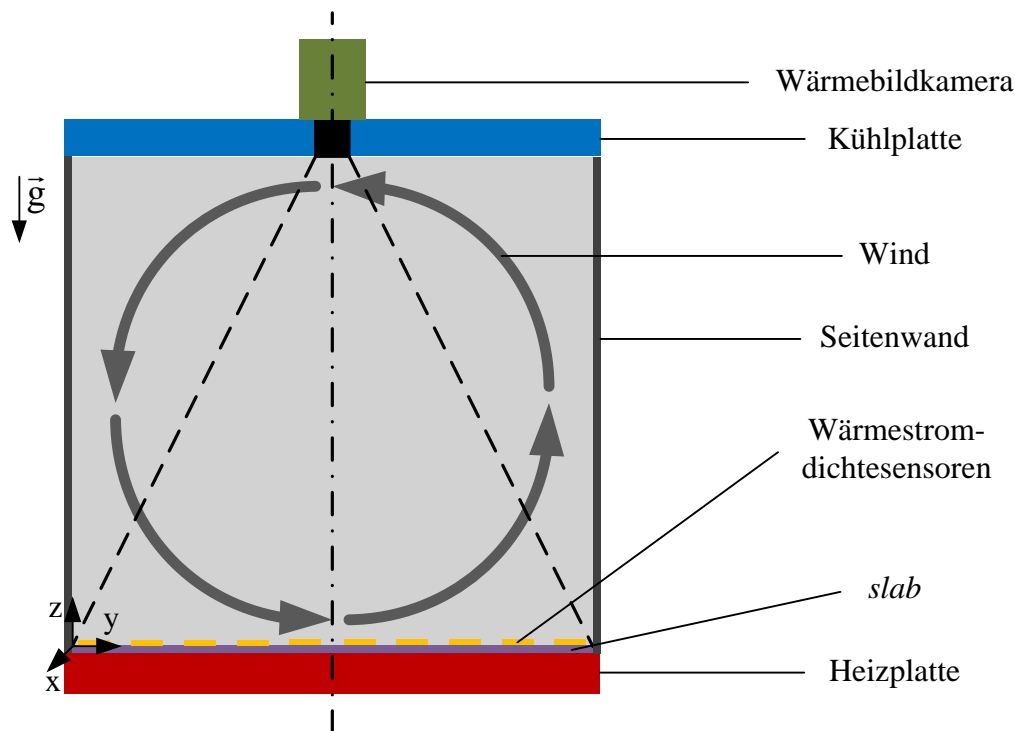


Abb. 14 – Aufbau zur Messung der Wärmestromverteilung auf der Heizplatte des Ilmenauer Fasses

Resultat ist ein thermischer Fußabdruck der Strömung auf dem *slab*, welcher mithilfe einer Wärmebildkamera $T_{slab}(x, y)$ gemessen wird. In diesem Zusammenhang wird der Fall eindimensionaler Wärmeleitung durch eine in Flussrichtung dünne und flache Ausdehnung d_{slab} des *slab* realisiert, wobei insbesondere die Isotropie der Wärmeleitfähigkeit κ_{slab} gewährleistet sein muss. Die Verteilung der Wärmestromdichte an der Heizplatte berechnet sich prinzipiell folgendermaßen:

$$\dot{q}_{HP}(x, y) = -\kappa_{slab} \frac{T_{slab}(x, y) - T_{HP}}{d_{slab}}. \quad (36)$$

Synthetisch hergestellter Kautschuk weist eine Wärmeleitfähigkeit zwischen $0.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \leq \kappa_{SK} \leq 0.3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ auf und ist im Handel als Meterware unterschiedlicher Dicke verfügbar. Im Rahmen eines Projektseminares wurde die Wärmeleitfähigkeit einer Kautschukprobe in einem Laboraufbau bestimmt und gezielt bei den Einsatztemperaturen untersucht (Kaufmann, 2012). Die Messungen ergaben einen Wert von $\kappa_{slab} = 0.12 \pm 0.01 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ und eine Invarianz hinsichtlich der Tempera-

Tab. 3 – Abschätzung der Mindestdicke für den *slab* bei einer Variation des Wärmestromes um bis zu 50 % des globalen Wärmestromes und einem maximal zulässigen Temperaturabfall über dem *slab* von 2 % der globalen Temperaturdifferenz

Ra	Nu	$T_{HP} - T_{KP}$	\dot{q}_{global}	d_{slab}
$1.36 \cdot 10^{10}$	143	10 K	$15 \text{ W m}^{-1} \text{ K}$	3.2 mm
$5.45 \cdot 10^{10}$	221	50 K	$120 \text{ W m}^{-1} \text{ K}$	2 mm

turvariation zwischen 35 °C und 45 °C. Die Dicke des Materials wird unter der Bedingung dimensioniert, dass maximal 2 % der gesamten Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Kühlplatte über dem *slab* abfallen dürfen. Auf Grundlage der Gleichung (2) zeigt sich, dass Arbeitspunkte bei hohen Temperaturdifferenzen und kleinen Wärmestromdichten maßgebend für die Dimensionierung der Dicke sind. Aus diesem Grund werden die benötigten Dicken des *slab* bei den Rayleigh-Zahlen $Ra = 1.36 \cdot 10^{10}$ und $Ra = 5.45 \cdot 10^{10}$ in der Testumgebung *Box-im-Fass* berechnet. Die globalen Werte des dimensionslosen Wärmestromes werden durch die Gleichungen (29) und (30) berechnet, wobei eine lokale Variation bis zur Hälfte des globalen Wertes abgeschätzt wird. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 3 zusammengefasst und zeigen eine erforderliche Mindestdicke von $d_{slab} = 3.2 \text{ mm}$. Aufgrund der Verfügbarkeit wird eine Materialdicke von 4 mm verwendet.

Der thermische Kontakt zwischen dem *slab* und der Heizplatte wurde zunächst mit dem Kontaktkleber *swift col 2100* der Firma *H.B. Fuller* realisiert, welcher speziell für die Materialpaarung Kautschuk-Metall ausgelegt ist. Neben einer Temperaturbeständigkeit bis 130 °C lässt sich dieser Klebstoff sehr gut flächendeckend mit einer Dicke von 100 µm auftragen. Aufgrund der größeren Wärmeleitfähigkeit und kleineren Schichtdicke im Vergleich zum Kautschuk ergibt sich ein um eine Größenordnung kleiner Wärmeleitwiderstand des Klebstoffs. In einem zweiten Aufbau wurde gänzlich auf die Verwendung eines Klebstoffes verzichtet, da sich der Kautschuk bei längerem Liegen und unter dem Einfluss der Temperatur der Heizplatte auch ohne Klebstoff sehr gut an die Metalloberfläche anschmiegt.

Die zweidimensionale Temperaturmessung der *slab*-Oberfläche $T_{slab}(x, y, t)$ erfolgt mit der Wärmebildkamera *Vario Cam hr* der Firma *InfraTec*. Die zu messenden Temperaturen liegen in einem Bereich von

Tab. 4 – Koeffizienten der Gleichung 37 zur Korrektur der optischen Verzeichnung des Spezialobjektives ohne und mit Weitwinkelvorsatz (WW-Vorsatz)

Spezialobjektiv	a_1	a_2	a_3	a_4
ohne WW-Vorsatz	$-1.50 \cdot 10^{-13}$	$1.72 \cdot 10^{-6}$	$1.41 \cdot 10^{-8}$	$9.99 \cdot 10^{-1}$
mit WW-Vorsatz	$-3.29 \cdot 10^{-12}$	$3.43 \cdot 10^{-6}$	$2.90 \cdot 10^{-7}$	$9.98 \cdot 10^{-1}$

20 °C bis 70 °C, wobei sich die Maxima der Strahlungsintensitäten, entsprechend Gleichung (6), bei $\lambda_{max}(20\text{ °C}) = 10.2\text{ }\mu\text{m}$ und $\lambda_{max}(70\text{ °C}) = 8.7\text{ }\mu\text{m}$ befinden. Dieser Bereich wird vollständig von dem langwelligen Infrarotbereich umschlossen, welcher von 8 bis 15 μm reicht. Der Kamerasensor besteht aus 640 x 480 ungekühlten Mikrobolometern. Die relative Messunsicherheit zwischen jedem Pixel beträgt 30 mK, welches einer Auflösung der Wandwärmestromdichte von 1 W m^{-2} entspricht. Das Absorptionsvermögen der Mikrobolometer ist unabhängig von der Wellenlänge. Die entsprechende Sensitivität im langwelligen Infrarotbereich wird durch einen optischen Filter realisiert, der das Spektrum der einfallenden Strahlung auf die Mikrobolometer einschränkt. Das verwendete Spezialobjektiv hat eine Brennweite von 12.5 mm, wobei der Öffnungswinkel von $65^\circ \times 51^\circ$ durch einen Weitwinkelvorsatz auf $90^\circ \times 74^\circ$ vergrößert werden kann. Die optische Verzeichnung des Spezialobjektives mit und ohne Weitwinkelvorsatz wurde in einem Laboraufbau bestimmt. Hierbei wurde die Wärmebildkamera für die beiden optischen Konfigurationen in einer Entfernung von 10 cm beziehungsweise 20 cm von einem Punktgitter positioniert, so dass dieses vollständig auf dem Sensor zu erkennen war. Das Gitter hatte eine Größe von 300 mm x 200 mm. In sieben verschiedenen Abständen waren jeweils vier Punkte in einem festen Abstand zum Mittelpunkt angeordnet. Um den Kontrast des Punktegitters zu erhöhen, wurden die Punkte mit einem Durchmesser von 3 mm ausgestanzt und das Gitter von hinten mit einem 400 W Halogenstrahler beleuchtet. Die optische Verzeichnung wurde anhand des folgenden Polynoms (Kraus, 2004) bestimmt und für jedes aufgenommene Thermogramm korrigiert.

$$r_{i,k} = a_4 r_i^4 + a_3 r_i^3 + a_2 r_i^2 + a_1 r_i \quad (37)$$

r_i ist der gemessenen Abstand des i -ten Gitterpunktes vom Zentrum in Pixel und $r_{i,k}$ ist der wahre Abstand zwischen dem i -ten Gitterpunkt und dem Zentrum in Pixel. a_1 bis a_4 sind die Koeffizienten des Polynoms und

sind für das Spezialobjektiv mit und ohne Weitwinkelvorsatz in Tabelle 4 dargestellt.

Eine Erhöhung der Signalqualität ist durch eine Verbesserung der Strahlungsemission gegeben. Aus diesem Grund wird die freie *slab*-Oberfläche mit einer matten schwarzen Farbschicht lackiert. Der Emissionsgrad der *slab*-Oberfläche wird separat in einem Laboraufbau bestimmt und ergab einen Wert von $\varepsilon_{slab} = 0.93 \pm 0.01$ (Rudolf, 2014). Eine *insitu*-Kalibrierung bei Isothermie aller Oberflächen bestätigt diesen Wert.

Neben dem Strahlungsaustausch zwischen dem *slab* und der Wärmebildkamera erfolgt parallel ein Strahlungsaustausch zwischen dem *slab* und der Kühlplatte sowie dem *slab* und der Seitenwand. Um den Anteil der Strahlung am Gesamtwärmetransport zu vermindern, sind diese Flächen absorptionsarm zu gestalten. Die Kühlplatte besteht, wie bereits erwähnt, aus poliertem Aluminium mit einem Emissionsgrad von $\varepsilon_{KP} \approx 0.05$. Analog wird die Seitenwand mit einer Aluminiumtapete gleichem Emissionsgrad ($\varepsilon_{SW} \approx 0.05$) beklebt. Der resultierende Strahlungstransport beträgt 5-20 % des Gesamtwärmetransportes und wird durch das im Kapitel 2.3 vorgestellte Modell berücksichtigt.

Ein Nachteil der Wärmebildkamera ist die hohe Messunsicherheit im Bereich der Raumtemperatur von 1.5 K/1.5 %. Aus diesem Grund erwies es sich als notwendig, dass simultan zur Infrarotmessung die Signale von Wärmestromsensoren zu erfassen und für eine *insitu*-Kalibrierung zu verwenden.

Die Messung des Wandwärmestromes mittels Wärmebildkamera auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* beziehungsweise der *Box-im-Fass* erfolgte zwei Tagen nach dem Einstellen des Arbeitspunktes. Die Temperaturen der horizontalen und vertikalen Begrenzungen waren nach einem Tag vollständig eingeschwungen, so dass sich die Konvektionsströmung einen Tag unter stabilen Bedingungen herausbilden konnte. Die Wärmebildkamera wurde vier Stunden zuvor zur thermischen Stabilisierung eingeschaltet. Aufgrund eines kameraeigenen thermischen Ausgleichsmechanismus werden die Bilder nicht äquidistant aufgezeichnet. In einem Nachbearbeitungsschritt wird dies durch ein *downsampling* auf 0.3 Hz berücksichtigt. Die Messzeit variiert zwischen einer Stunde für die Messung in der *Box-im-Fass* und sechs Stunden im *Ilmenauer Fass*.

Für die Umrechnung der mit der Wärmebildkamera gemessenen Ober-

flächentemperatur in die äquivalente lokale Wärmestromdichte wird zunächst der nominelle Temperaturabfall über den *slab* anhand der Wärmestromsensoren folgendermaßen bestimmt.

$$\Delta T_{slab} = -\frac{d_{slab}}{\kappa_{slab}} \langle \dot{q}_{WSS} \rangle_t \quad (38)$$

$\langle \dot{q}_{WSS} \rangle_t$ bezeichnet den arithmetischen Mittelwert über dem Ensemble der Zeitsignale von allen Wärmestromsensoren. In einem nächsten Schritt werden die zeitlichen Mittelwerte der Temperatur in der Nähe der Wärmestromsensoren $\langle T_{WSS} \rangle_t$ auf Basis der Infrarotmessung berechnet und die Variation der momentanen Temperaturverteilung gebildet.

$$\delta T_{slab}(x, y, t) = T_{slab}(x, y, t) - \langle T_{WSS} \rangle_t \quad (39)$$

Die momentane Verteilung des konvektiven Wärmetransportes in vertikaler Richtung an der Heizplatte ergibt sich schließlich wie folgt:

$$\dot{Q}_{K,z}(x, y, t) = -\frac{\kappa_{slab} A_{HP} (\delta T_{slab}(x, y, t) + \Delta T_{slab})}{d_{slab}} - \dot{Q}_{HP}. \quad (40)$$

\dot{Q}_{HP} entspricht dem Wärmestrom durch Strahlung, welcher auf Basis von Gleichung (15) berechnet wird. Die Modellierung des Wärmetransportes in Folge von Strahlung wurde im Zusammenhang mit der Bachelorarbeit von (Hillebrand, 2014) experimentell überprüft. Unter Verwendung der in Unterkapitel 3.2.1 vorgestellten Wärmestromsensoren wurden Messungen des lokalen Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte und der Kühlplatte sowie an der Seitenwand in einer Höhe von 0.9 m durchgeführt. Die Oberflächen der Wärmestromsensoren wurden derart modifiziert, dass der Emissionsgrad der Sensoroberfläche mit dem jeweiligen Emissionsgrad der Heiz-, der Kühlplatte und der Seitenwand übereinstimmt. In Folge dieser Modifikation erfassen die Wärmestromsensoren sowohl den konvektiven Anteil als auch den Anteil des Wärmetransportes hervorgerufen durch Strahlung. Der konvektive Anteil an der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte wurde durch Messungen des globalen Wärmestromes im Helium nahe des kritischen Punktes abgeschätzt (Roche et al., 2010). Aufgrund der sehr geringen Oberflächentemperaturen in diesem Konvektionsexperiment kann der Strahlungsaustausch zwischen der Heiz- und der Kühlplat-

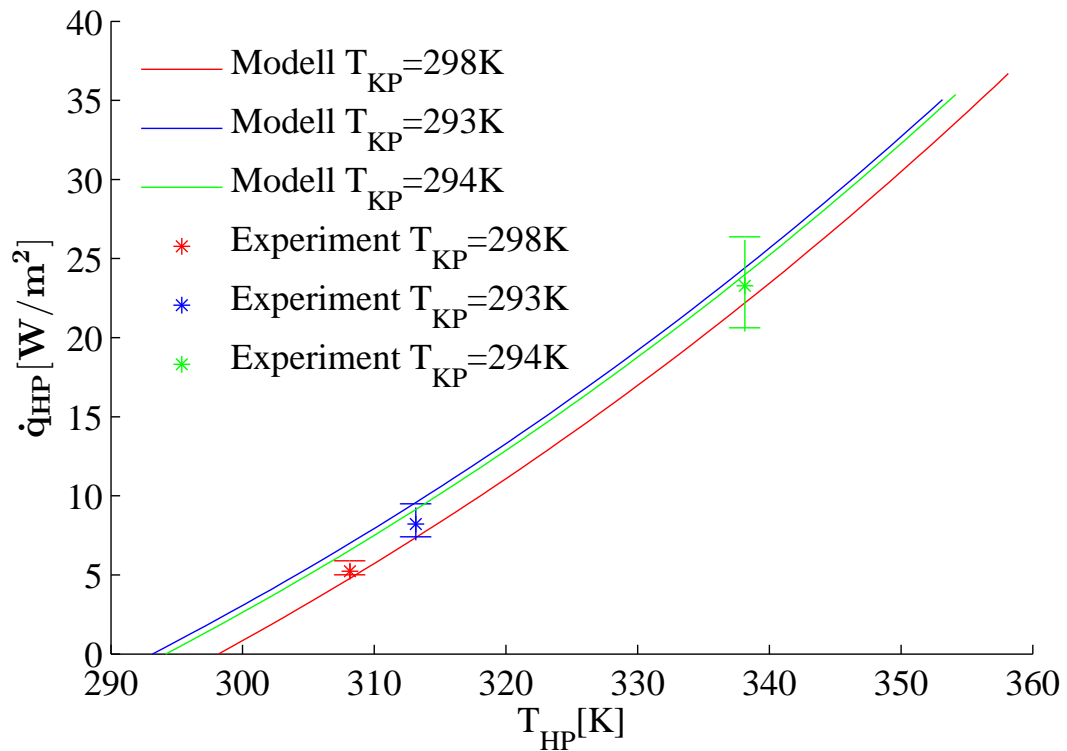


Abb. 15 – Strahlungsanteil am *Ilmenauer Fass* in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Kühlplatte bei einer mittleren Temperatur von . (—): theoretischen Vorhersage basierend auf Gleichung 15. (*): experimentelle Ergebnisse

te vernachlässigt werden.

Die Messungen erfolgten für drei verschiedenen Temperaturdifferenzen mit einer konstanten Höhe von 6.3 m. Nach einer Wartezeit von zwei Tage befanden sich alle temperierten Oberflächen im stationären Zustand. Die Spannungssignale wurden mit dem Datenlogger 34970A der Firma *Agilent* über einen Zeitraum von sieben Stunden und mit einer Abtaste von einem Hertz aufgezeichnet. Die Wärmestromdichte wurde anhand der Gleichung (33) berechnet.

Die Abbildung 15 zeigt den gemessenen Strahlungsanteil an der Wärmestromdichte am *Ilmenauer Fass* sowie den Messfehler für verschiedene Heiz- und Kühlplattentemperaturen auf Basis der lokalen Messungen der modifizierten Wärmestromsensoren und den experimentellen Ergebnissen im Helium. Des Weiteren sind die theoretischen Vorhersagen entsprechend Gleichung (15) dargestellt. Die Abweichungen zwischen den experimentellen Ergebnisse und den Modell betragen 3 % bis 15 %. Hierbei gilt es zu berücksichtigen, dass die Wärmestromdichten als Summe aus Konvek-

Tab. 5 – Messunsicherheiten der einzelnen Messgeräte zur Bestimmung der momentanen Verteilung des dimensionslosen Wärmestromes $Nu(x, y, t)$

Messgröße	Messgerät	Messunsicherheit
Abstand Heizplatte-Kühlplatte	Maßband	1 mm
Dicke <i>slab</i>	Messschieber	0.1 mm
Heiz-/Kühlplattentemperatur	PT100 (Klasse A)	0.15 K
Wärmeleitfähigkeit Luft	(VDI-Ges., 2013)	5 %
Wärmeleitfähigkeit <i>slab</i>	(Kaufmann, 2012)	0.01 W m ⁻¹ K ⁻¹
Wärmestromsensor	HFS4	5 %

tion und Strahlung lokal gemessen wurden, wobei die Abschätzung des konvektiven Anteils auf Grundlagen von globalen Messungen des Wärmestromes erfolgte. Die Verwendung des vorgestellten Modells mit seinen Vereinfachungen, wie beispielsweise die diffuse Reflexion an den Metalloberflächen und die Verwendung von globalen Sichtfaktoren, ist mit Blick auf einen Strahlungsanteil von bis zu 30 % am gesamten Wärmetransport im *Ilmenauer Fass* gerechtfertigt.

Der letzte Schritt in der Datenverarbeitung ergibt sich aufgrund der Segmentierung des *slab* auf der Heizplatte, welche sich aus 24 Kreissegmenten und einer Kreisfläche mit einem Durchmesser von 1 m zusammensetzt. Die Übergänge der Kautschuksegmente sind in der Verteilung des Wandwärmestromes in Form von Unstetigkeiten eindeutig erkennbar. Durch die Detektierung von sprunghaften Änderungen in der Wärmestromdichte können diese Unstetigkeiten identifiziert und durch linear interpolierte Werte ersetzt werden.

Folgend der allgemeinen Notation wird der konvektive Wärmestrom in Form der dimensionslosen *Nusselt-Zahl*, entsprechend Gleichung (18) ausgedrückt.

Ausgehend von den einzelnen Messunsicherheiten, siehe Tabelle 5, ergibt sich eine Gesamtmessunsicherheit durch die Gaußsche Fehlerfortpflanzung von 7 %. Weiterhin wird der maximale horizontale Wärmetransport innerhalb des *slab* auf 0.5 % des gesamten konvektiven Wärmestromes abgeschätzt. Hierbei wird die gemessene Oberflächentemperatur gleich der Temperatur der Kontaktstelle *slab*-Heizplatte gesetzt.

4 Experimentelle Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse der lokalen Wärmestrommessungen an der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* diskutiert. Im Fokus steht die Untersuchung der lokalen Mechanismen des Wärmetransportes an verschiedenen Positionen der großskaligen Wirbelstruktur entlang der Heizplatte. Hierbei können insbesondere Unterschiede zwischen der lokalen und der globalen Skalierung des Wärmetransportes in Abhängigkeit vom thermischen Antrieb auftreten. Des Weiteren wird die Selbstorganisation der globalen Strömungsstruktur für verschiedene Dicken der Luftschicht im *Ilmenauer Fass* erörtert.

Aufgrund der direkten Kopplung des Wandwärmestromes an das Strömungsfeld in der Nähe der Heizplatte erfolgt zusätzlich zu den thermografischen Messungen mittels Wärmebildkamera die Anwendung des *Particle Image Velocimetry* Verfahrens. Der aktuelle Stand der Technik erlaubt dabei lediglich eine Untersuchung des dreidimensionalen Strömungsfeldes für kleine Volumina in der Größenordnung von $5\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ (Hain et al., 2008; Weinkauff et al., 2013). Aus diesem Grund wird ausschließlich das vertikale zweidimensionale Strömungsfeld oberhalb der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* untersucht. Um die großskalige Wirbelstruktur in die entsprechende Raumrichtung zu orientieren, wird die rechteckige Konvektionszelle *Box-im-Fass* verwendet. In dieser Konfiguration können die Ergebnisse aus der planaren Strömungsmessung mit den thermografischen Messungen verknüpft werden, so dass die Effektivität des Wärmetransportes in Abhängigkeit von der lokal dominierenden Strömungsform, beispielsweise dem Ablösen des großskaligen Wirbels von der Heizplatte, bewertet werden kann. Im Folgenden werden diese Erkenntnisse verwendet, um die Dynamik der dreidimensionalen Strömungsstruktur anhand der Verteilung des lokalen Wärmestromes in Abhängigkeit vom thermischen Antrieb, der *Rayleigh-Zahl*, zu untersuchen. Des Weiteren wird die direkte Kopplung des Wärmetransportes an die thermische Grenzschichtdicke diskutiert, wobei kürzlich veröffentlichte numerische Studien (Scheel und Schumacher, 2014) zum Vergleich herangezogen werden. Der Abschluss der Arbeit bildet die Variation der geometrischen Randbedingung, in Form des Aspektverhältnisses Γ . Die aufgenommenen Messreihen erweitern den kleinen Bestand an experimentellen und numerischen Datensätzen in Richtung hoher *Rayleigh-Zahlen* für Aspektverhältnisse größer eins. Infolge der

geometrischen Änderung erfährt die globale Strömungsstruktur eine Neuorganisation, wobei insbesondere die kritischen Aspektverhältnisse der Zustandsänderungen experimentell erforscht werden.

4.1 Evolution der Grenzschicht und deren Wärmetransport

Das Rayleigh-Bénard Modell dient zur Untersuchung von Prozessen des Wärme- und Stofftransportes in einer unendlich horizontal ausgedehnten Fluidschicht, die keine Hauptströmungsrichtung aufweist. Infolgedessen sind die lokalen Variationen der Geschwindigkeit und der Temperatur des Fluides auf die Skala der größten Wirbel beschränkt, welche im Bereich der vertikalen Ausdehnung der Fluidschicht liegen. In dieser globalen Betrachtung ist keine Evolution der Grenzschicht vorhanden. Diese Tatsache bildet gegenwärtig die Grundlage für theoretische Ansätze zur Modellierung des Wärmetransportes (Siggia, 1994; Grossmann und Lohse, 2000). Bei der experimentellen Untersuchung des globalen Wärmetransportes wird hingegen gezielt ein großskaliger Wirbel der Konvektionsströmung durch vertikale adiabate Seitenwände abgegrenzt, (Niemela und Sreenivasan, 2003; Roche et al., 2010; Urban et al., 2011; He et al., 2012b). In der vorliegenden Arbeit wird erstmalig der lokale Wärmetransport mit einer hohen Auflösung entlang der Heizplatte experimentell untersucht. Durch die Verwendung einer neuartigen Messmethode im Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion zur Bestimmung des Wandwärmestromes wird der Wärmetransport an der Heizplatte vom Auftreffen des großskaligen Wirbels bis hin zum Ablösen beleuchtet. Entscheidende Einblicke für das tiefere Verständnis der lokalen Mechanismen liefern in diesem Zusammenhang planare Strömungsmessverfahren, die eine Fixierung der globalen Strömung in eine Raumrichtung durch eine schlanke Geometrie erfordern.

In der Vergangenheit hat sich diese Herangehensweise in experimentellen und numerischen Untersuchungen etabliert. Insbesondere Experimente mit *Prandtl*-Zahlen größer als eins, lieferten entscheidende Einblicke zum besseren Verständnis des Wärmetransportes, wie beispielsweise der Nachweis des $2/7$ -Skalengesetzes (25) durch eine gerichtete Anströmung der horizontalen Platten (Chilla et al., 1993), der Einfluss von Rauigkeiten auf den Wärmetransport (Ciliberto und Laroche, 1999), Lagrangesche Messungen des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes des großen Wirbels (Gasteuil et al., 2007) sowie das Mischverhalten des Temperaturfeldes als

passiver Skalar (Zhou und Xia, 2010). Des Weiteren sorgt die Reduktion auf zwei Dimensionen für eine erhebliche Minimierung des Rechenaufwandes in numerischen Simulationen, welche eine detaillierte Parameterstudie der Eingangsparameter (Huang und Zhou, 2013; Wagner und Shishkina, 2013; Kaczorowski et al., 2014) und der Randbedingungen (van der Poel et al., 2014) erlaubt.

Neben den aufgelisteten Eigenschaften der (quasi-) zweidimensionalen Konvektion stellt die Unterdrückung des Freiheitsgrades der Präzession einen gravierenden Eingriff in die dreidimensionale Natur des konvektiven Wärmetransportes dar. Dieser Fakt wird am Beispiel des anteiligen Wärmetransportes der großen Wirbel deutlich. Im Fall zweidimensionaler Konvektion ist der Flächenanteil des größten Wirbels im Bezug auf den Gesamtflächeninhalt viel größer als der Volumenanteil des größten Wirbels in dreidimensionaler Konvektion bezogen auf das Gesamtvolumen (van der Poel et al., 2013). Die Erkenntnisse aus diesem Kapitel können nur bedingt und unter qualitativen Aspekten auf die Ergebnisse in den Kapiteln 4.2 und 4.3 angewendet werden.

Unter Zuhilfenahme der im Kapitel 3.1.2 beschriebenen schlanken rechteckigen Konvektionszelle, der *Box-in-Fass*, wird eine kontinuierliche Rotation um die vertikale Achse verhindert. Diese Fixierung der Strömung erlaubt eine Charakterisierung der Transportprozesse hinsichtlich der Position entlang der globalen Strömungsstruktur über längere Zeit. Darüber hinaus ist die Verwendung zweidimensionaler Strömungsmesstechnik möglich, um qualitative und quantitative Aussagen über die lokal dominierende Strömungsform zu formulieren.

Nach der Einordnung der gewonnenen Messdaten in die bestehenden Datensätze werden die lokalen Verteilungen der Wandwärmeströme bei verschiedenen *Rayleigh*-Zahlen diskutiert. Auf Basis dieser Diskussion und der Auswertung der wandnahen Geschwindigkeitsfelder wird der gesamte Prozess der konvektiven Wärmeübertragung als Summe der lokalen Teilprozesse modelliert. Der Abschluss dieses Unterkapitels stellt die Analyse höherer statistischer Momente der Wärmestromverteilung dar und deren Eignung zur Detektion von zeitlichen Änderungen in der Organisation der großskaligen Strömung.

Die Abbildung 16 zeigt die zeitlichen und räumlichen Mittelwerte des globalen Wärmestromes in Abhängigkeit der *Rayleigh*-Zahl für ein festes

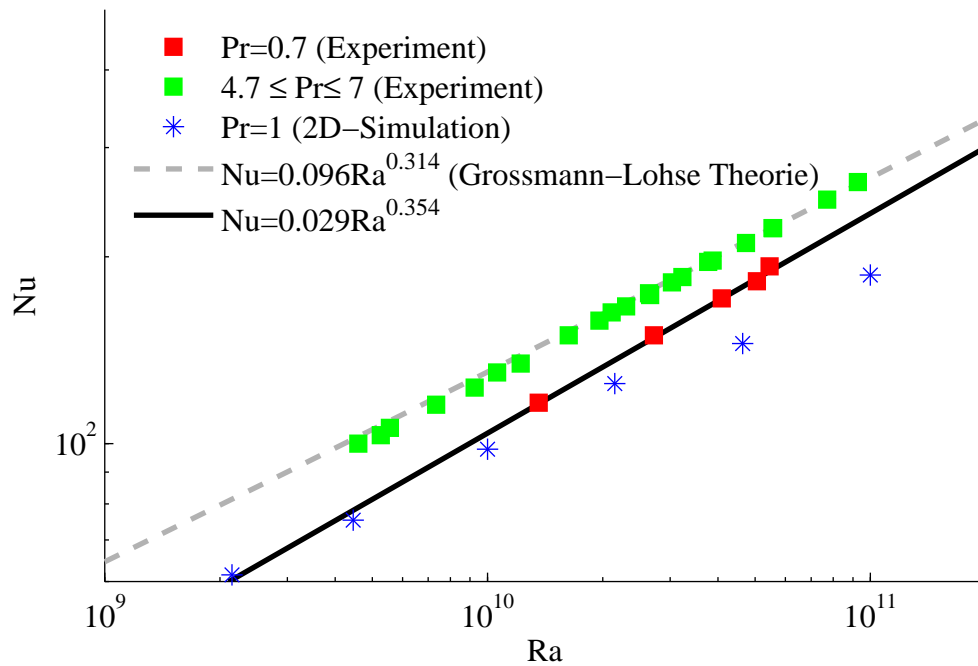


Abb. 16 – Zeitlicher und räumlicher Mittelwert des globalen Wärmestromes Nu in Abhängigkeit der *Rayleigh-Zahl* Ra bei $\Gamma_y = 1$. ■ *Box-im-Fass* (Kaiser und du Puits, 2014), ■ Experiment in Wasser (Zhou et al., 2012), * direkte numerische Simulation (van der Poel et al., 2014), - - - Grossmann-Lohse Theorie für $Pr = 0.7$ und — einem Kurvenfit der Messdaten in der *Box-im-Fass*

Aspektverhältnis von $\Gamma_y = 1$ in die Strömungsrichtung. Die gemessenen Wärmeströme folgen einem Skalengesetz mit dem Vorfaktor 0.03 und einem Exponenten von 0.354 bezüglich der *Rayleigh-Zahl*. Im Hinblick auf die direkte numerische Simulation des vertikalen zweidimensionalen Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes bei $Pr = 1$ (van der Poel et al., 2014)) folgen die Messwerte sehr gut dem Trend der *Rayleigh-Zahlen* $Ra < 10^{10}$. Im weiteren Verlauf verringert sich der Anstieg der numerischen Daten, welcher bereits im Vergleich zwischen dreidimensionaler Konvektion und zweidimensionaler Konvektion festgestellt wurde (van der Poel et al., 2013). Einblicke in die Geschwindigkeitsfelder dieser beiden Systeme zeigen einen qualitativen Unterschied oberhalb von $Ra > 10^{10}$. Die einheitliche Strömung im Bereich der größten Skale des System verschwindet für den Fall der dreidimensionalen Konvektionen, während sie im Fall der zweidimensionalen Konvektion bestehen bleibt. Dieser Umstand lässt sich selbst bei den sehr schlanken Konvektionszellen nicht vermeiden und sorgt für eine leichte Diskrepanz. Der Vergleich mit bestehenden Messungen im Wasser (Zhou et al., 2012)) zeigt einen An-

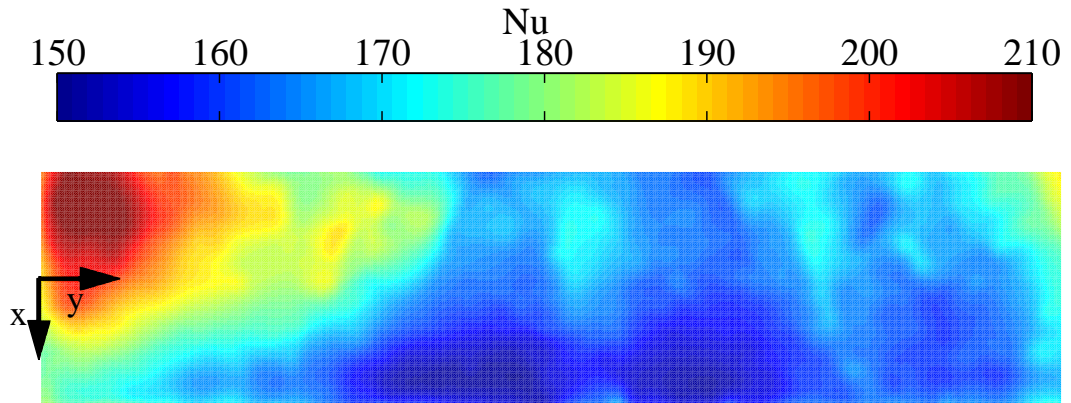


Abb. 17 – Zeitlicher Mittelwert des lokalen dimensionslosen Wärmestromes $Nu(x, y)$ auf der gesamten Fläche der Heizplatte in der Konvektionszelle *Box-im-Fass* bei $Ra = 4 \cdot 10^{10}$

stieg des Wärmestromes bei der Erhöhung der *Prandtl*-Zahl und der konstanten *Rayleigh*-Zahl. Dieser ist konsistent mit numerischen Simulationen unterschiedlicher *Prandtl*-Zahlen (Verzicco und Camussi, 1999). Neben den experimentellen und numerischen Ergebnissen ist die theoretische Vorhersage des globalen Wärmestromes durch die Grossmann-Lohse Theorie dargestellt. Dieses Modell beschreibt eine dreidimensionale Strömung auf Basis der kinetischen und thermischen Dissipationsrate, siehe Kapitel 2.4, wobei keine Variation in der horizontalen Ebene der Fluidschicht berücksichtigt wird. Analog zu dem bereits geführten Vergleich von numerischen und experimentellen Daten ergibt sich erwartungsgemäß ein erhöhter Wärmestrom aufgrund der Dreidimensionalität. Zusammenfassend bleibt festzustellen, dass sich die zeitlichen und räumlichen Mittelwerte der gemessenen Wärmeströme gut in die bestehenden Datensätze einordnen.

Die Abbildung 17 zeigt exemplarisch die Verteilung des Wandwärmestromes $Nu(x, y)$ auf der Heizplatte der *Box-im-Fass* bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 4 \cdot 10^{10}$. Die Messdauer beträgt eine Stunde, welches 160 Umläufe des größten Wirbels entspricht. Zunächst ist eine starke Variation des zeitlichen Mittelwertes des Wandwärmestromes von 37 % bezogen auf den räumlichen und zeitlichen Mittelwert $\langle Nu \rangle_{(x,y,t)} = 170.9$ erkennbar. Das Minimum und Maximum entspricht der unteren und oberen Skalenbegrenzung. Charakteristisch für alle durchgeführten Messungen ist ein Spot des erhöhten Wärmestromes. Dieser befindet sich in der Abbildung 17 in der linken oberen Ecke und nimmt im vorliegenden Fall circa 30 % der gesamten Heizplattenfläche ($A_{\text{Spot}} / A_{\text{HP}}$) ein.

Tab. 6 – Versuchssparameter: *Rayleigh* Zahl Ra . Statistische Wert der Verteilung des Wandwärmestromes: räumlicher und zeitlicher Mittelwert $\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$, Minimum Nu_{\min} und Maximum Nu_{\max} des zeitlichen Mittelwertes, räumlicher Mittelwert der lokalen Standardabweichung $\langle \sigma_{Nu} \rangle_{(x,y)}$, Minimum σ_{\min} und Maximum σ_{\max} der lokalen Standardabweichung. Jede Messung weist ein charakteristischen Spot erhöhten Wärmestromes auf, dessen relative Größe $A_{\text{spot}}/A_{\text{HP}}$ bezogen auf die gesamte Fläche der Heizplatte ist in der letzten Spalte dargestellt.

Ra	$\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$	Nu_{\min}	Nu_{\max}	$\langle \sigma_{Nu} \rangle_{(x,y)}$	σ_{\min}	σ_{\max}	$\frac{A_{\text{spot}}}{A_{\text{HP}}}$
$1.36 \cdot 10^{10}$	116.1	97.7	158.3	6.8	5.9	13.1	21 %
$2.72 \cdot 10^{10}$	149.0	130.1	188.0	3.7	3.0	7.1	28 %
$4.09 \cdot 10^{10}$	170.9	150.9	213.8	6.7	5.6	9.8	30 %
$5.05 \cdot 10^{10}$	182.1	162.9	216.2	6.1	3.6	16.6	32 %
$5.45 \cdot 10^{10}$	192.8	174.4	232.2	1.9	1.4	5.1	29 %

Die Tabelle 6 fasst die durchgeführten Messungen quantitativ zusammen und listet die ersten beiden statistischen Momente der Verteilung des Wandwärmestromes auf. Es ist zu erkennen, dass die Variation des Wandwärmestromes $Nu_{\max} - Nu_{\min}$ im untersuchten Parameterbereich relativ zum zeitlichen und räumlichen Mittelwert kontinuierlich abnimmt. Die Ursache für diese scheinbare Abnahme liegt möglicherweise im Filterverhalten der angewendeten Messtechnik begründet. Aufgrund der stetig abnehmenden Zeitskalen der Strömung ist der *slab* nicht mehr in der Lage den schnellen lokalen Temperaturänderungen zu folgen. Die Prozesse, die auf den längeren Zeitskalen stattfinden, werden von diesem Umstand weniger beeinflusst. Auf eine physikalische Interpretation dieses Sachverhaltes wird daher verzichtet. In diesem Zusammenhang soll auf die letzte Spalte in der Tabelle 6 verwiesen werden. Sie zeigt den Flächenanteil der Region des erhöhten Wärmetransportes zur gesamten Heizplattenfläche, wobei die Grenze durch den räumlichen und zeitlichen Mittelwert des Wandwärmestromes gebildet wird. Es ist eine Steigerung des relativen Flächenanteils dieses Spots ersichtlich, welche im Weiteren an den lokalen Geschwindigkeitsfeldern diskutiert werden soll.

Aufgrund der starken Inhomogenität des Wandwärmestromes wurde das wandnahe Geschwindigkeitsfeld an der Heizplatte der *Box-im-Fass* bei $Ra = 1.45 \cdot 10^{10}$ mithilfe des *Particle Image Velocimetry* Verfahrens untersucht. Die Anordnung der Kamera und des Lichtschnittes an der *Box-im-Fass* sind Abbildung 18 dargestellt. Das Sichtfeld der Kamera in

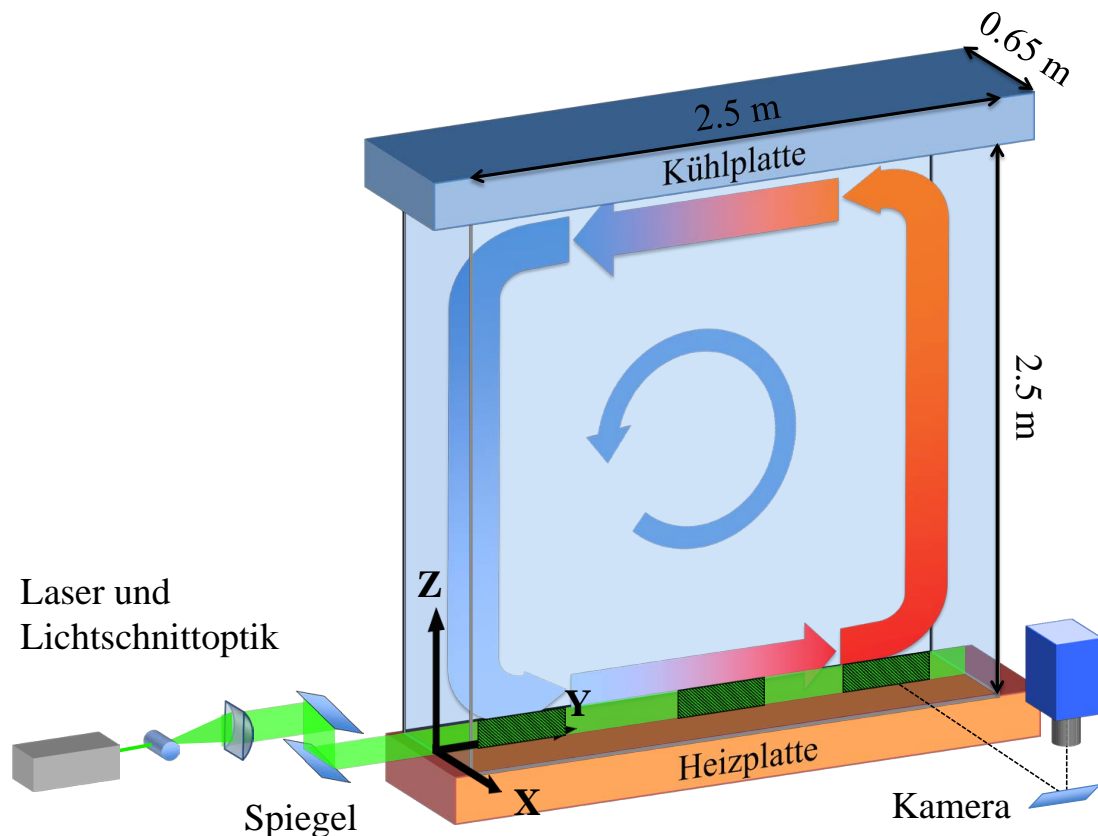


Abb. 18 – Aufbau zur Messung des zweidimensionalen vertikalen Geschwindigkeitsfeldes in der Nähe der Heizplatte der *Box-im-Fass* (Willert, 2014)

y -Richtung entspricht 250 mm und in z -Richtung 65 mm. Die zeitlichen Mittelwerte dieser Geschwindigkeitsmessung sind in den Vektorfeldern der Abbildungen 19 (a)-(c) dargestellt, wobei einige ausgewählte Stromlinien in den Abbildungen 19 (a) und (c) zu finden sind. Für eine detaillierte Beschreibung des Messaufbaus sowie der Auswertalgorithmen ist auf (Willert, 2014) verwiesen.

Die Abbildung 19 (a) zeigt das Geschwindigkeitsfeld im Bereich des senkrecht nach unten gerichteten Teils der großskaligen Strömung. Es sind die Merkmale eines auftreffenden Strahles auf eine Wand erkennbar. In Folge des Aufpralls entstehen zwei gegenläufige Wirbel, wobei ein Staupunkt zwischen ihnen ausgebildet wird. Aufgrund der gegenläufigen Wirbel in dieser Region werden die wandnahen Fluidpartikel sehr gut durchgemischt und starke wandnormale Geschwindigkeitsfluktuationen dominieren den Wärmetransport. Zur Vergleichbarkeit der Geschwindigkeitsmessung mit der Wärmestrommessung wurde die Richtung des großskaligen Wirbels mit einer Rauchfahne bestimmt. Auf Basis dessen kann der Spot

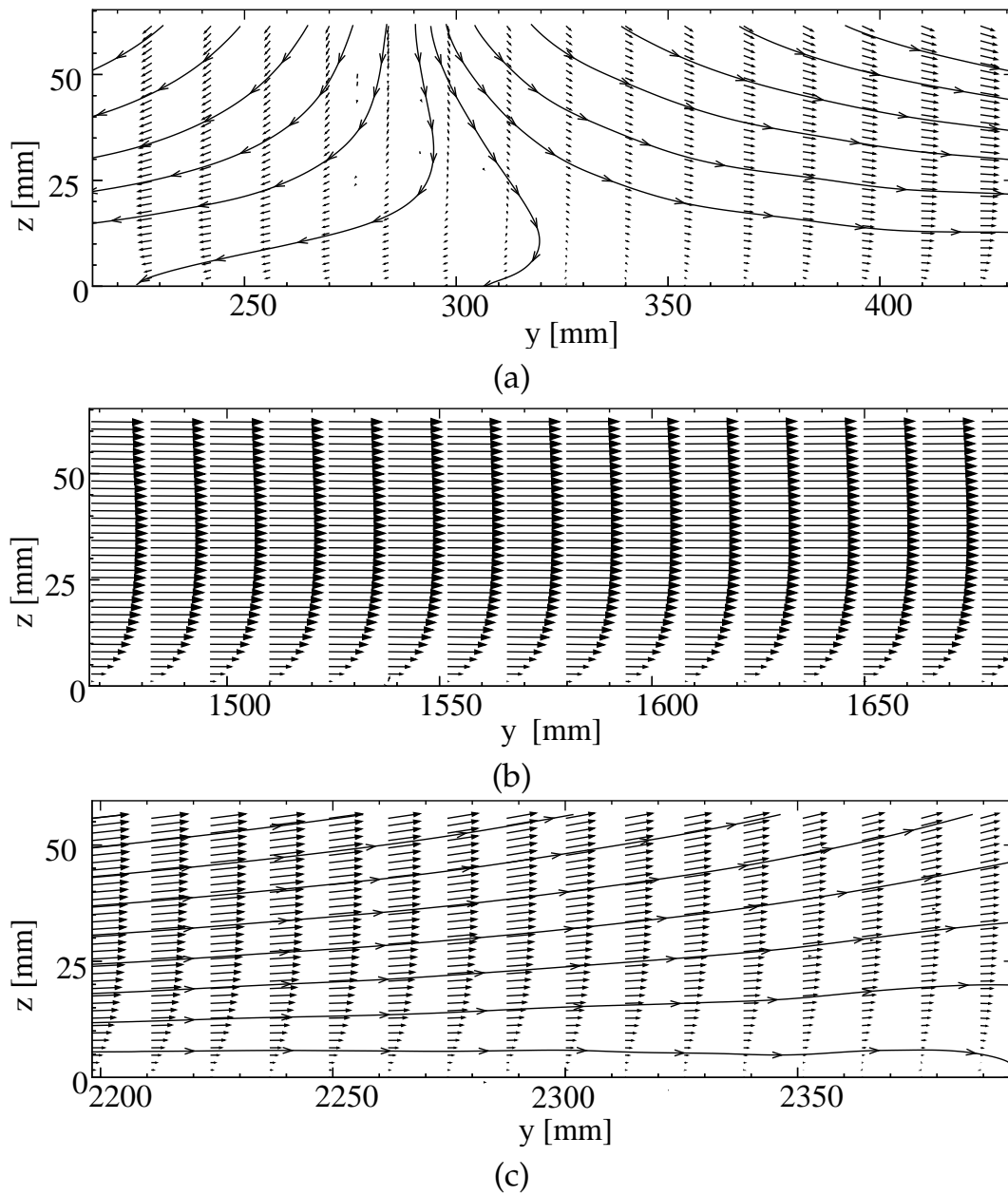


Abb. 19 – (a)-(c) zeitliche Mittelwerte des Geschwindigkeitsfeldes aus PIV-Messungen im wandnahen Bereich der Heizplatte (siehe Abbildung 18), bei $Ra = 1.45 \cdot 10^{10}$ (Willert, 2014).

des erhöhten Wärmestromes eindeutig mit dem Aufprall der Strömung auf der Heizplatte in Verbindung gebracht werden. Die Untersuchungen des wandnahen Temperaturfeldes bei einer *Prandtl*-Zahl von $Pr = 5$ und einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 1.2 \cdot 10^{10}$ bestätigen diese Korrelation (Zocchi et al., 1990). Die Erhöhung der relativen Fläche dieses Spots $A_{\text{Spot}}/A_{\text{HP}}$ ist auf die Zunahme der *Reynolds*-Zahl des großskaligen Wirbels zurückzuführen, welche mit der Wurzel der *Rayleigh*-Zahl skaliert. Das wandnahe

Geschwindigkeitsfeld im Zentrum der *Box-im-Fass* ist in der Abbildung 19 (b) dargestellt. Die zeitlichen Mittelwerte des Geschwindigkeitsfeldes weisen auf eine Scherströmung parallel zur Heizplatte hin. Dieses geordnete Bild wird permanent durch Wirbelstrukturen gestört, die vermutlich aus dem Aufprallgebiet abgelöst und durch die großskalige Strömung transportiert werden. Aufgrund der kurzen Zeitskalen der Geschwindigkeitsänderung und der daraus folgenden Temperaturänderungen werden diese Phasen von dem *slab* nicht erfasst. Die Folge ist ein nahezu homogen verteilter Wandwärmestrom in den Wärmebildaufnahmen. Im weiteren Verlauf trifft die vorwiegend horizontal gerichtete Scherströmung auf die vertikale Seitenwand und wird als Konsequenz nach oben umgelenkt, siehe Abbildung 19 (c). Infolgedessen entstehen in der Ecke ein, beziehungsweise temporär auch zwei, Wirbel, die zusätzlich zu einer besseren Durchmischung der Grenzschicht und somit zu einem gesteigerten Wärmetransport beitragen. Ein zweiter Mechanismus stellt die Ablösung von thermischen Plumes dar. Diese Strukturen stehen im permanenten Kontakt mit der Heizplatte und wandern mit der großskaligen Strömung. Eine Ablösung der Plumes erfolgt einerseits durch die interne Kräfte, wie beispielsweise Auftriebskräfte, andererseits durch eine Wirkung von Außen, wie beispielsweise das Auftreffen auf ein Hindernis (Du und Tong, 2000). Beide Mechanismen sorgen für eine Erhöhung des Wandwärmestromes, welche insbesondere in unmittelbarer Nähe zur Seitenwand in der Abbildung 17 sichtbar ist.

Aus den Messungen des Wandwärmestromes in der Kombination mit den Messungen des wandnahen Geschwindigkeitsfeldes kann man den konvektiven Wärmetransport qualitativ in drei Bereiche untergliedern.

$$\text{Prallströmung} \quad \Omega_a: x, y | y < l/3 \quad (41)$$

$$\text{Zentrum} \quad \Omega_b: x, y | l/3 < y < 2l/3 \quad (42)$$

$$\text{Eckströmung} \quad \Omega_c: x, y | 2l/3 < y \quad (43)$$

Diese lokale Betrachtung des Wärmetransportes steht dabei nicht im Widerspruch mit den zuvor erwähnten theoretischen Ansätzen, die für eine unendlich horizontal ausgedehnte Fluidschicht von einer homogenen Verteilung des Wärmetransportes an der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte ausgehen. Die Untersuchung des Wärmestromes in Konvektionsexpe-

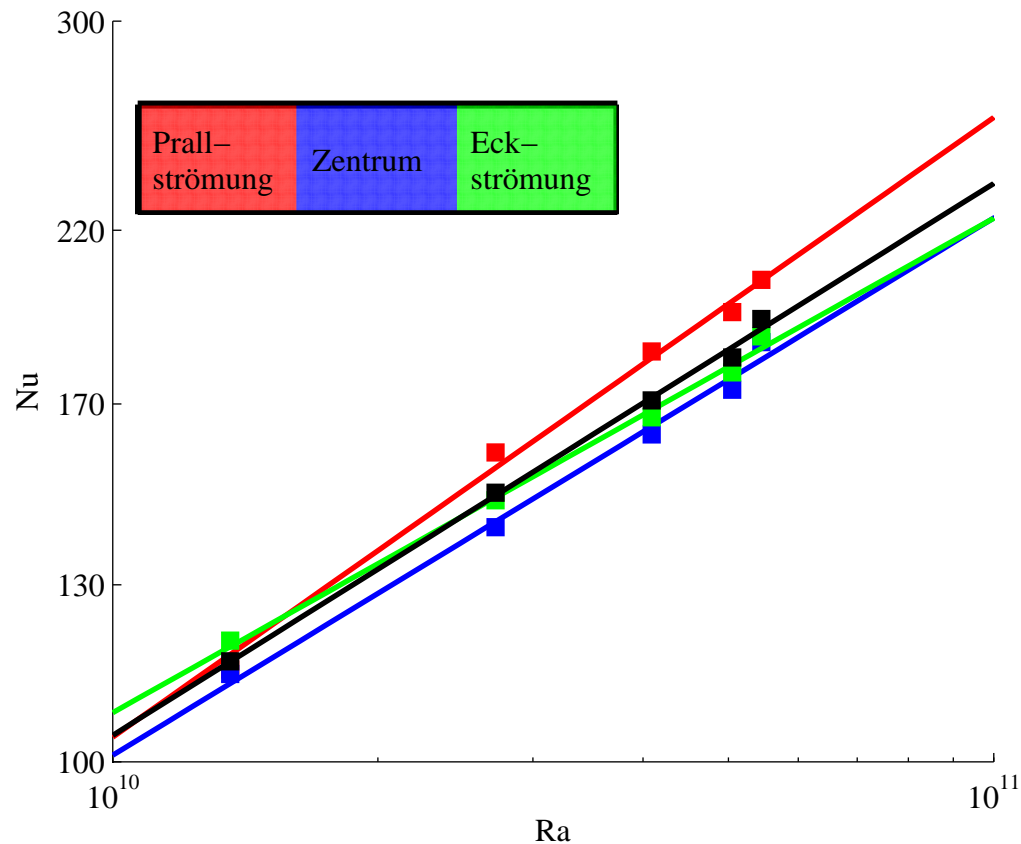


Abb. 20 – Lokale Skalierung des räumlichen und zeitlichen Mittelwertes der Verteilung des Wandwärmestromes bezogen auf die globale *Rayleigh*-Zahl. Das Schema verdeutlicht die farbliche Zuordnung der Skalierungen zu den Positionen auf der Heizplatte der *Box-im-Fass*. (—) markiert die globale Skalierung des zeitlich und räumlich gemittelten Wandwärmestromes.

rimenten erfordert jedoch eine vertikale Abgrenzung dieser Fluidschicht. Insbesondere bei der experimentellen Validierung der theoretischen Vorhersagen im Bereich hoher *Rayleigh*-Zahlen werden Konvektionszellen mit kleinem Aspektverhältnis verwendet, wobei die Seitenwand das Strömungsfeld und somit den Wärmetransport signifikant beeinflusst. Demzufolge sind diese experimentellen Untersuchungen bei kleinem Aspektverhältnis nicht geeignet um die theoretischen Vorhersagen zu verifizieren. Die Analyse von lokalen Phänomenen kann Anhaltspunkte für mögliche Abweichungen zwischen den idealen Bedingungen des Rayleigh-Bénard Modells und den realen Bedingungen im Experiment geben.

Im Folgenden werden die Charakteristika des Strömungsfeldes und des Wandwärmestromes der Bereiche näher betrachtet. Die Unterteilung der wandnahen Region des konvektiven Wärmetransportes erfolgt in drei Be-

reiche in y -Richtung, so dass der Beitrag zum gesamten Wärmetransport gleich gewichtet ist.

$$Nu_{\text{gesamt}} = \frac{1}{3}Nu_a + \frac{1}{3}Nu_b + \frac{1}{3}Nu_c \quad (44)$$

Die lokale Skalierung wird in Anbetracht der vorliegenden Messdaten nur in der Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl betrachtet.

$$Nu_{\text{gesamt}} = C_a Ra^{\gamma_a} + C_b Ra^{\gamma_b} + C_c Ra^{\gamma_c} \quad (45)$$

Die Wichtung auf Basis des jeweiligen Flächenanteils des Teilprozesses fließt in die Vorfaktoren C_i , $i = a, b, c$ ein. Dieser Ansatz wurde bereits in der Rayleigh-Bénard Konvektion im Zusammenhang mit dem Wärmetransport an rauen Oberflächen eingeführt. Im Fall rauer Oberflächen werden die entsprechenden Skalierungen aufgrund der unterschiedlichen geometrischen Verhältnisse abgeleitet (Salort et al., 2014).

Die Abbildung 20 zeigt die lokale und die globale Skalierung des dimensionslosen Wärmetransport Nu bezogen auf die *Rayleigh*-Zahl. Die räumlichen und zeitlichen Mittelwerte des Wandwärmestromes der Teilbereiche auf der Heizplatte werden entsprechend des Schemas in der Abbildung 20 berechnet. Ein Kurvenfit mit der Methode der kleinsten Quadrate ergibt die folgenden Skalierungsgesetze:

$$Nu_a = 0.011 Ra^{0.399} \quad (46)$$

$$Nu_b = 0.035 Ra^{0.346} \quad (47)$$

$$Nu_c = 0.070 Ra^{0.318} \quad (48)$$

Die Region der absinkenden Strömung, siehe Gleichung (46), erfährt den größten Anstieg im untersuchten Parameterraum. Der Exponent $\gamma_a = 0.399$ markiert den Bereich des Überganges zur voll turbulenten Grenzschicht an der Heiz- und der Kühlplatte. Dieses sogenannte ultimative Regime der thermischen Konvektion stellt eine obere Grenze des Wärmetransportes dar. Üblicherweise ist dieser Bereich der Konvektionsströmungen bei den *Rayleigh*-Zahlen zu finden die zwei bis drei Größenordnungen höher liegen und einen Skalenexponenten von $\gamma_1 \approx 0.42$ (Roche et al., 2001) aufweisen. Unter Berücksichtigung des lokalen Geschwindigkeitsfeldes kann diese Diskrepanz aufgelöst werden. Die Skalierung

mit $\gamma_a > 1/3$ ist eine Konsequenz aus der sehr guten vertikalen Durchmischung der Grenzschicht, welche durch den Aufprall der großskaligen Strömung verursacht wird.

Der Skalenexponent im Zentrum der Konvektionszelle $\gamma_b = 0.346$ ist 3 % kleiner als der globale Exponent von 0.354. Im Vergleich zum Modell von Malkus (Malkus, 1954), der einen Exponenten von $1/3$ vorhersagt, beziehungsweise der Theorie von Grossmann-Lohse, die einen abschnittswisen Exponenten von 0.31 ableiten, ist eine Steigerung des experimentell ermittelten Exponenten zu verzeichnen. (Kaczorowski et al., 2014) untersuchten auf Basis der numerischen Simulation den Wärmetransport für eine *Prandtl*-Zahl von $Pr = 0.7$ in einer rechteckigen Konvektionszelle ($\Gamma_y = 1$) bei einer Variation des Aspektverhältnisses von $1/8 \leq \Gamma_x \leq 1$ und der *Rayleigh*-Zahl von $10^7 \leq Ra \leq 10^9$. Diese Ergebnisse der direkten numerischen Simulation bestätigen einen erhöhten Wärmestrom im Zentrum der horizontalen Wände einer schmalen rechteckigen Konvektionszelle, der durch gesteigerte Fluktuationen der Temperatur und der Geschwindigkeit hervorgerufen wird. In Anbetracht der Störung der plattenparallelen Scherströmung durch kohärente Strukturen (du Puits et al., 2014) ist diese Beobachtung nicht verwunderlich. Diese lokalen Strömungsstrukturen wandern mit dem großskaligen Wirbel und mischen das Temperaturfeld lokal und temporär durch. Aus diesem Grund ist zu vermuten, dass eine Erhöhung des Wärmetransportes mit steigender *Rayleigh*-Zahl durch diesen zusätzlichen Mechanismus erfolgt.

Das Gebiet der aufsteigenden Strömung weist den geringsten Skalenexponenten von $\gamma_c = 0.318$ auf. In der Vergangenheit wurde bereits ein Trend zu kleineren Exponenten in die Richtung der Seitenwand festgestellt (Shang et al., 2008; Lakkaraju et al., 2012). Aufgrund der vertikalen Position der experimentellen und numerischen Betrachtung bei halber Zellenhöhe sind diese Analysen für den direkten Vergleich ungeeignet. Der abnehmende Einfluss der aufsteigenden Strömungsregion im Bezug auf den Wärmetransport ist hingegen mit den vorangegangenen Untersuchung und den theoretischen Überlegungen konsistent. Die Mechanismen der Strömungsumlenkung und der Plumeablösung haben mit zunehmender *Rayleigh*-Zahl einen geringeren Einfluss. Der sekundäre Wirbel in der Nähe der Seitenwand wird zunehmend durch die Erhöhung der Geschwindigkeit des großskaligen Wirbels in Richtung der Seitenwand gedrückt.

Dieser Prozess wird zusätzlich durch kohärente Strukturen im wandnahen Bereich der Heizplatte gestört, welche die Ausbildung des sekundären Wirbels verhindern. Insbesondere der letzte Mechanismus ist sehr gut in den Visualisierungen von (du Puits et al., 2012) zu erkennen. Der Mechanismus der Plumeablösung wurde von (Grossmann und Lohse, 2004) modelliert, wobei sie den Wärmetransport auf Basis der thermischen Dissipationsraten der Plumes und des fluktuierenden Hintergrunds berücksichtigen. Hierbei nehmen die Fluktuationen eine Hauptrolle beim Wärmetransport im Bereich großer *Rayleigh*-Zahlen ein, während der relative Beitrag durch Plumes abnimmt.

An dieser Stelle sei auf die gemessenen lokalen Wandwärmeströme bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 1.36 \cdot 10^{10}$ hingewiesen. In der Abbildung 20 ist deutlich erkennbar, dass ein Widerspruch zu der dargestellten räumlichen Verteilung des Wandwärmestromes in der Abbildung 17 vorliegt. Anstelle des Bereiches der Prallströmung scheint die Region der Eckströmung den globalen Wärmetransport zu dominieren. Bei der näheren Betrachtung der räumlichen Verteilung des Wandwärmestromes zeigt sich allerdings, dass der Spot erhöhten Wärmestromes im Vergleich zu den anderen Messserien dramatisch kleiner wird, siehe Tabelle 6. Dies wird deutlich, wenn die Größe des Spots im Bezug zu Größe des Teilbereiches der Aufprallströmung gesetzt wird. Für die *Rayleigh*-Zahlen $Ra \geq 2.72 \cdot 10^{10}$ beträgt der relative Flächenanteil etwa 90 %, während für $Ra = 1.36 \cdot 10^{10}$ nur etwas mehr als die Hälfte des Teilbereiches (circa 60 %) einen erhöhten Wärmestrom aufweist. Die Ursache dieser Verkleinerung kann dabei nicht eindeutig der Physik der Konvektionsströmung oder der Messtechnik zugeordnet werden. Um diese Charakteristik dennoch zu berücksichtigen, wird eine zweite Bereichsunterteilung eingeführt. Auf Basis der gemessenen Verteilungen des Wandwärmestromes werden die genauen Flächenanteile des erhöhten Wärmestromes im Bereich der Prallströmung und der Eckströmung folgendermaßen bestimmt.

$$\text{Prallströmung} \quad \Omega'_a: x, y | y < l/2 \wedge \langle Nu(x, y) \rangle_t > \langle Nu \rangle_{(x, y, t)} \quad (49)$$

$$\text{Zentrum} \quad \Omega'_b: x, y | \langle Nu(x, y) \rangle_t < \langle Nu \rangle_{(x, y, t)} \quad (50)$$

$$\text{Eckströmung} \quad \Omega'_c: x, y | y > l/2 \wedge \langle Nu(x, y) \rangle_t > \langle Nu \rangle_{(x, y, t)} \quad (51)$$

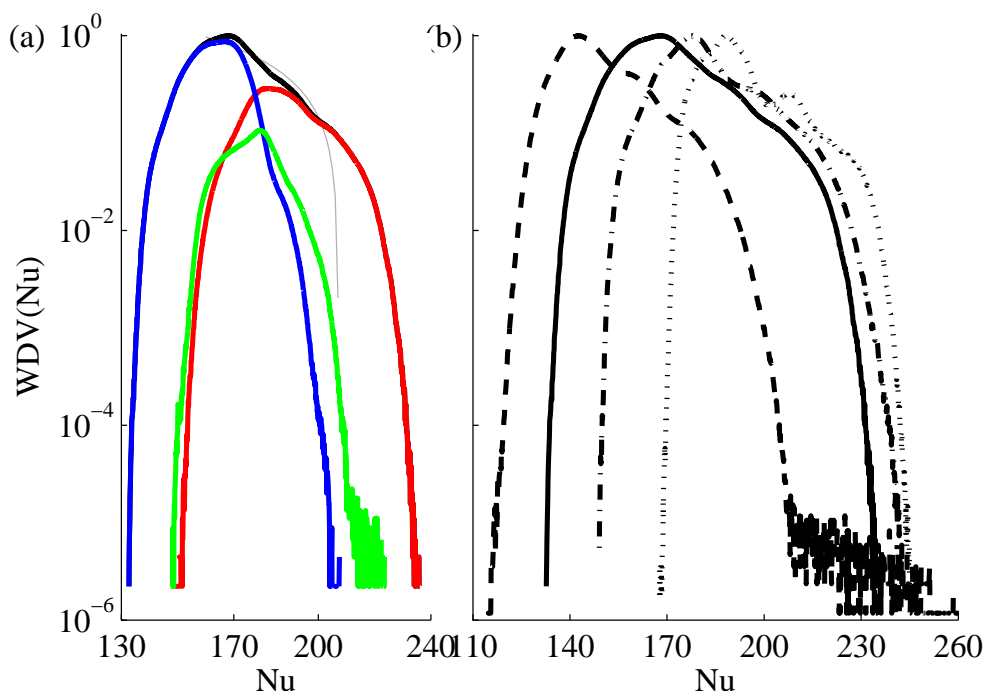


Abb. 21 – Normierte Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte der Wandwärmestromdichte über der gesamten Heizplatte (—) (a) bei $Ra = 4.05 \cdot 10^{10}$ sowie in den Teilbereichen entsprechend der Definitionen der Gleichungen (49)-(51): Gesamtfläche (schwarz), Prallströmung (rot), Zentrum (blau), Eckströmung (grün) und (b) bei $Ra = 2.72 \cdot 10^{10}$ (---), $Ra = 4.09 \cdot 10^{10}$ (—) und $Ra = 5.45 \cdot 10^{10}$ (- · -)

Eine Modellierung auf Grundlage dieser Teilbereiche erfordert einen erweiterten *Rayleigh*-Zahlenbereich, um die Vorfaktoren entsprechend der Gleichung (44) abzuschätzen. Nichtsdestotrotz werden diese Definitionen genutzt, um die zeitlichen und räumlichen Änderungen der Wandwärmestromdichte auf der Heizplatte zu diskutieren.

Die bisherige Unterteilung des Wärmetransportes an der Heizplatte der *Box-Im-Fass* basiert auf den Messungen des wandnahen Geschwindigkeitsfeldes. Im Folgenden soll der Einfluss der einzelnen Teilbereich, entsprechend den Gleichungen (49)-(51), am gesamten Wärmetransport anhand der Wahrscheinlichkeitsdichterverteilungen (WDVen) der Wandwärmestromdichte untersucht werden. Die Abbildung 21(a) zeigt die normierten WDVen der Wandwärmestromdichte über der gesamten Fläche der Heizplatte sowie in den Bereichen der Prallströmung, des Zentrums und der Eckströmung bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 4.09 \cdot 10^{10}$. Hierbei ist eine rechtsschiefe WDV der lokalen *Nusselt*-Zahl über der gesamten Heizplatte erkennbar. Ein Maß für die Asymmetrie der WDV ist die Schiefe S_{Nu} , siehe

Gleichung (52). Der positive Wert von $S_{Nu} = 0.72$ bestätigt den visuellen Eindruck einer Verschiebung in Richtung höherer *Nusselt*-Zahlen.

$$S_{Nu} = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(Nu_i - \langle Nu \rangle_{(x,y,t)} \right)^3}{\left(\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(Nu_i - \langle Nu \rangle_{(x,y,t)} \right)^2} \right)^3} \quad (52)$$

Nu_i bezeichnet in diesem Zusammenhang die Gesamtheit aller gemessenen Werte n der Wandwärmestromdichte über der Zeit und der Fläche der Heizplatte.

Der Bereich der Prallströmung, entsprechend Gleichung (49), überdeckt 27 % der gesamten Heizplatte. Aufgrund der guten Durchmischung des wandnahen Strömungsfeldes infolge des Aufpralls der großskaligen Strömungsstruktur erhöht sich der lokale Wärmetransport in diesem Bereich. Als Konsequenz ergibt sich eine rechtsschiefe WDV mit $S_{Nu} = 0.40$, wobei abschnittsweise ein exponentielles Verhalten des rechten Astes der WDV erkennbar ist. Diese Eigenschaft ist charakteristisch für eine turbulente Strömung. In Richtung höherer *Nusselt*-Zahl sinkt die Wahrscheinlichkeit und ein gaussförmiger Verlauf wird ersichtlich. Der Vergleich mit der WDV über der gesamten Heizplattenfläche zeigt, dass die höchsten Wandwärmestromdichten ausschließlich in der Region der Prallströmung auftreten.

Die Strömung im Zentrum, entsprechend Gleichung (50), umfasst 66 % der gesamten Heizplatte. In dieser Region hat sich eine nahezu plattenparallele Grenzschicht ausgebildet, die durch Diffusionsprozesse in der Nähe der Wand bestimmt ist. Die WDV der Wandwärmestromdichte in diesem Teilbereich weist eine geringfügig linksschiefe Asymmetrie auf. Die Schiefe in diesem Bereich beträgt lediglich $S_{Nu} = -0.09$, so dass die WDV als annähernd gaussförmig bezeichnet werden kann. Die auftretenden Wandwärmestromdichten in dieser Region kennzeichnen die Untergrenze des gesamten Wärmetransportes an der Heizplatte. Die Erhöhung der lokalen Wandwärmeströme im Zentrum werden dabei durch kohärente Strukturen verursacht, die die Grenzschicht temporär durchmischen.

Der Bereich der Eckströmung, entsprechend Gleichung (51), nimmt nur 7 % der Heizplattenfläche ein. Die großskalige Strömungsstruktur wird in dieser Region durch die Seitenwand abgelenkt. Infolgedessen entsteht ein, beziehungsweise zeitweise zwei, Wirbel die das wandnahe Strömungsfeld

lokal durchmischen. Die WDV der Wandwärmestromdichte weist ein ausgeprägtes Maximum auf, wobei die Schiefe $S_{Nu} = 0.14$ beträgt. Der Anteil am gesamten Wärmetransport ist in dieser Region aufgrund des geringen Flächenanteils nur marginal. Nichtsdestotrotz sind Ähnlichkeiten zur der WDV im Bereich der Prallströmung, wie der Lage des Maximums und der Verlauf des rechten Astes, erkennbar. Diese Gemeinsamkeiten lassen auf eine allgemeingültige Charakteristik des Wärmetransportes bei der Umlenkung der großskaligen Strömungsstruktur im Bereich des Aufpralls und des Ablösens schließen.

Die geführte Diskussion zu den WDVen der Wandwärmestromdichte in den Teilbereichen ist exemplarisch für den untersuchten *Rayleigh*-Zahlenbereich. Aus diesem Grund werden im Folgenden die WDVen des lokalen Wandwärmestromes auf der gesamten Heizplattenfläche für verschiedene *Rayleigh*-Zahlen betrachtet. In Folge des ungeklärten Verhaltens der Wandwärmestromdichte bei $Ra = 1.36 \cdot 10^{10}$ wird die Diskussion auf den Bereich von $2.72 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 5.45 \cdot 10^{10}$ begrenzt.

Die dargestellten WDVen des lokalen Wandwärmestromes in der Abbildung 21(b) weisen stets ein charakteristisches globales Maximum auf, das sich mit steigender *Rayleigh*-Zahl in Richtung höherer *Nusselt*-Zahlen bewegt. Des Weiteren sind alle dargestellten Wahrscheinlichkeitsdichten durch eine rechtsschiefe Verteilung gekennzeichnet, wobei die Schiefe zwischen $0.72 \leq S_{Nu} \leq 1.04$ schwankt. Der rechte Ast der WDVen der *Rayleigh*-Zahl $Ra = 2.72 \cdot 10^{10}$ und $Ra = 4.09 \cdot 10^{10}$ lässt dabei eindeutig ein abschnittsweise exponentielles Verhalten erkennen, das durch unabhängig wandernde Strömungsstrukturen entlang der Grenzschicht verursacht wird. Diese Strukturen können zum einen durch Instabilitäten in der Grenzschicht oder zum anderen durch das Eindringen der globalen Strömungsstruktur in die Grenzschicht entstehen (du Puits et al., 2014). Die höchste *Rayleigh*-Zahl im untersuchten Parameterbereich weist viele Wendepunkte in der Nähe links und rechts von dem globalen Maximum auf. Insbesondere das ausgeprägte lokale Maximum im rechten Ast ist eindeutig der Region des Aufpralls der großskaligen Strömungsstruktur zuzuordnen. Die zugehörige Wandwärmestromdichte dieses Maximums $Nu^* \approx 207$ tritt in der Nähe einer Unstetigkeitsstelle des *slab* auf, wobei sich lokal Strömungswirbel ablösen und den lokalen Wärmestrom auf dem *slab* erhöhen.

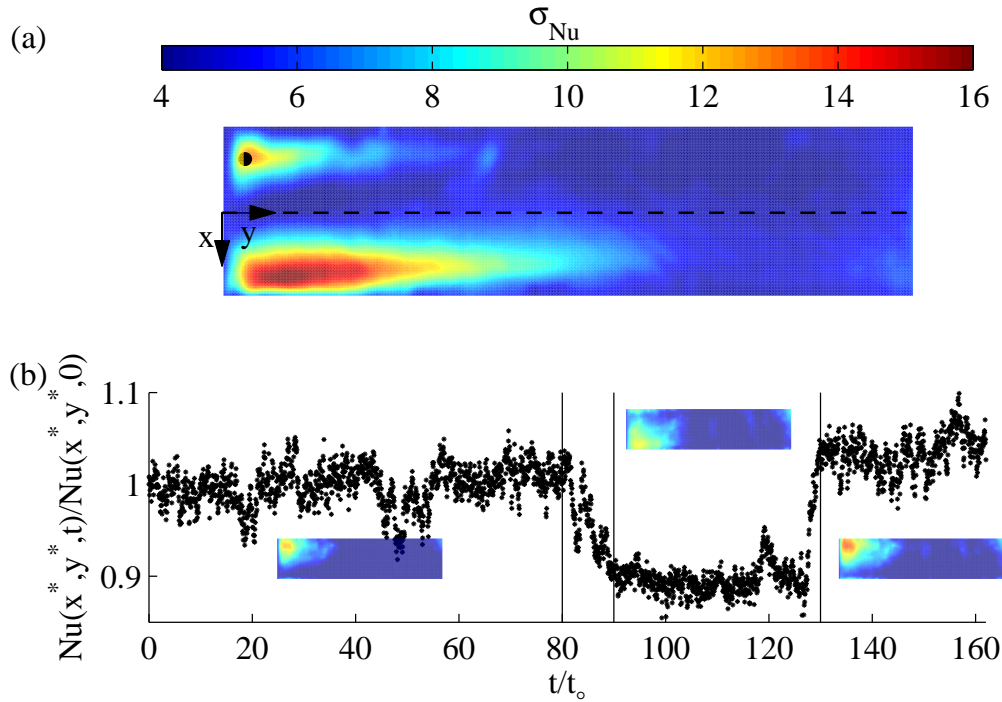


Abb. 22 – (a) Räumliche Verteilung der normalisierten Standardabweichung des lokalen Wandwärmestromes auf der gesamten Fläche der Heizplatte bei $Ra = 5.05 \cdot 10^{10}$. (b) zeitlicher Verlauf des Wandwärmestromes für ein ausgewähltes Pixel bei $x^* = -0.54$ m und $y^* = 0.13$ m

Die vorangegangenen Untersuchungen diskutieren die lokalen Wärmetransportprozessen anhand der Strömungsverhältnisse im wandnahen Bereich der Heizplatte. Im Folgenden wird gezeigt, dass auf Basis dieser Erkenntnisse eine Untersuchung der globalen Strömungsstruktur möglich ist. Diese Diskussion erfolgt mithilfe der Messungen bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 5.05 \cdot 10^{10}$.

Die Abbildung 22(a) zeigt die räumliche Verteilung der Standardabweichung des Wandwärmestromes bei $Ra = 5.05 \cdot 10^{10}$,

$$\sigma_{Nu}(x, y) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (Nu(x, y, t_i) - \langle Nu(x, y) \rangle_t)^2}{N}} \quad (53)$$

normiert auf den räumlichen Mittelwert der Standardabweichung $\langle \sigma_{Nu} \rangle_{(x,y)}$. Zunächst ist eine starke Variation der Verteilung der Standardabweichung von bis zu 200 % des Mittelwertes ersichtlich. Die Tabelle 6 zeigt, dass die Standardabweichung bei den kleineren *Rayleigh*-Zahlen halb so stark variiert.

Im untersuchten Parameterbereich weist jede Verteilung der Standardabweichung ein ausgeprägtes Maximum auf, welche mit der Region des Aufpralls der großskaligen Strömungsstruktur übereinstimmt. Im Fall von $Ra = 5.05 \cdot 10^{10}$ sind zwei Maxima im linken Bereich der Verteilung erkennbar, welches mit der Region des Aufpralls korreliert. Einblick in den zeitlichen Verlauf des Wandwärmestromes gibt die Zeitreihe eines ausgewählten Pixels im Bereich der Aufprallregion. Die Abbildung 22(b) zeigt den normierten Wandwärmestrom bei $x^* = -0.22$ m und $y^* = 0.13$ m bezogen auf den Wandwärmestrom zu Beginn der Messung. Die Messzeit ist in Einheiten der Umlaufzeit des großskaligen Wirbels angegeben

$$t_o = \frac{\pi H}{U_{max}}, \quad (54)$$

wobei die Geschwindigkeit U_{max} aus früheren Messungen entnommen wurde (du Puits et al., 2009). Die Verteilungen an der Zeitreihe entsprechen dem abschnittsweise gemittelten Wandwärmestrom in dimensionsloser Form $Nu(x, y)$. Es ist zu erkennen, dass nach 80 Umläufen der lokale Wandwärmestrom um 15 % absinkt, welche mit einer Verschiebung des Spots des erhöhten Wärmestromes einhergeht. Die Zustandsänderung erfolgt monoton, wobei kein Überspringen erkennbar ist. Diese Charakteristik einer überkritischen Dämpfung wurde bereits in einer wassergefüllten Konvektionszelle beobachtet (Brown und Ahlers, 2008b). Im weiteren Verlauf verbleibt der Zustand stabil für 40 Umläufe, wobei sich vermutlich der großskalige Wirbel entlang der zweiten Flächendiagonalen neu anordnet. Im letzten Zeitabschnitt kehrt die Strömung in ihre Ausgangslage zurück und verbleibt bis zum Ende der Messung stabil in diesem Zustand.

In der Vergangenheit hat sich eine Vielzahl von Modellen zur Beschreibung der großskaligen Strömung entwickelt (Sreenivasan et al., 2002; Araujo et al., 2005; Resagk et al., 2006; Sugiyama et al., 2010). Ein Modell (Brown und Ahlers, 2008a), welches sich zum Verständnis der vorliegenden Messdaten eignet, beinhaltet zwei gewöhnlichen Differentialgleichungen zur Beschreibung der Kraft und der azimuthalen Bewegung der großskaligen Wirbelstruktur. Der turbulente Charakter der Strömung wird in diesem Modell durch eine statistische Kraft dargestellt. Anhand verschiedener Randbedingungen werden Potentialschwellen beispielsweise für den Einfluss der Coriolis-Kraft oder der Elliptizität der Konvektions-

zelle abgeleitet (Brown und Ahlers, 2008b), welche zur Zustandsänderung der globalen Strömungsstruktur durch die Turbulenz überwunden werden müssen. Im untersuchten Parameterbereich ergeben sich zwei Potentialschwellen, die sich indirekt proportional zueinander verhalten. Für die Wärmestrommessung bei der kleinsten *Rayleigh*-Zahl liegt die größte Variation der Oberflächentemperatur an den horizontalen Platten relativ zur globalen Temperaturdifferenz vor. Diese thermische Inhomogenität sorgt für eine bevorzugte Ausrichtung des großskaligen Wirbels. Mit steigender *Rayleigh*-Zahl verteilt sich die Temperatur gleichmäßiger relativ zur globalen Temperaturdifferenz zwischen der Heiz- und der Kühlplatte, wobei die Potentialschwelle sinkt. Im gleichen Moment nimmt die Drehgeschwindigkeit des großskaligen Wirbels zu, wobei das resultierende Drehmoment die globale Strömung stabilisiert. Die rechteckige Form der Konvektionszelle erhöht diese Potentialschwelle weiterhin. Das beobachtete Umschlagen der Strömungsrichtung von einer Flächendiagonalen zur anderen bei $Ra = 5.05 \cdot 10^{10}$ weist auf eine minimale Potentialschwelle hin. Die turbulenten Fluktuationen sind dabei in der Lage den Zustand der globalen Strömungsstruktur zu ändern.

Diese Messung zeigt eindrücklich das Potential der angewandten Messtechnik zur Untersuchung globaler Strömungszustände. Trotz der Filterwirkung im Bereich schneller Fluktuationen kann der *slab* den Wärmetransportprozessen, hervorgerufen durch eine Änderung des Strömungszustandes, sehr gut folgen. Diese Erkenntnis werden im Unterkapitel 4.3 verwendet um die Lage und die Drehrichtung der großskaligen Wirbel im Raum bei verschiedenen Aspektverhältnissen zu identifizieren.

In diesem Unterkapitel wurde der lokale Wärmetransport an der Heizplatte einer schlanken rechteckigen Konvektionszelle diskutiert, in der die globale Strömung in eine Raumrichtung fixiert ist. Diese Geometrie erlaubt die Betrachtung der lokalen Mechanismen des konvektiven Wärmetransportes bei der Evolution der Grenzschicht entlang eines großskaligen Wirbels. Mithilfe einer Wärmebildkamera wurde erstmalig die Verteilung des lokalen Wandwärmestromes experimentell untersucht, wobei der Einsatz eines planaren Strömungsmessverfahrens Einblick in das wandnahe vertikale Geschwindigkeitsfeld lieferte. Die Verteilung der zeitlich gemittelten Wandwärmestromdichte auf Basis von Messserien über 100-150 Umläufen des großskaligen Wirbels offenbarte eine Variation von bis zu 37 %

des globalen Wärmestromes an der Heizplatte. Unter Zuhilfenahme der zweidimensionalen vertikalen Geschwindigkeitsfelder oberhalb der Heizplatte wurde die Evolution der Grenzschicht in drei Teilbereiche untergliedert: die Prallströmung, die das Auftreffen des großskaligen Wirbels auf die Heizplatte beschreibt, dem Zentrum, das durch eine plattenparallele Scherströmung gekennzeichnet ist, und der Eckströmung, die das Umlenken des großskaligen Wirbels an der Seitenwand umfasst. Die Abhängigkeit des lokalen Wandwärmestromes von der *Rayleigh*-Zahl äußerte sich entsprechend der Gleichung (19) in Skalenexponenten zwischen $0.318 \leq \gamma_1 \leq 0.399$. Der größte Exponent ist in diesem Zusammenhang im Bereich der Prallströmung zu finden, der durch die lokale Durchmischung des Fluides infolge des Aufpralls der großskaligen Strömung auf die Heizplatte entsteht und von dem Skalenexponenten im ultimativen Regime der Konvektion klar zu unterscheiden ist. Des Weiteren wurde gezeigt, dass eine Zustandsänderung der globalen Strömungsstruktur eine Änderung der Verteilung der momentanen Wandwärmestromdichte verursacht. Im Umkehrschluss wird deutlich, dass einzig durch die Analyse des lokalen Wandwärmestromes eine Aussage über die Lage und die Orientierung des großskaligen Wirbels im Raum erfolgen kann.

4.2 Variation des lokalen Wärmetransportes bei verschiedenen *Rayleigh*-Zahlen

Die bisherige Diskussion beschäftigte sich mit der Untersuchung des lokalen Wärmestromes auf der Heizplatte einer rechteckigen Konvektionszelle. Auf Grund der schlanken Geometrie der Anordnung wurde ein großskaliger Wirbel in eine Raumrichtung eingesperrt, wobei in den vorliegenden Messdaten der Drehsinn stets in eine Richtung erhalten blieb. Unter diesen Bedingungen wurde eine Variation der Wärmestromdichte auf der Heizplatte von bis zu 37 % von dem räumlichen und zeitlichen Mittelwert festgestellt. In Verbindung mit Messungen des wandnahen vertikalen Geschwindigkeitsfeldes wurde eine Untergliederung der Verteilung der Wandwärmestromdichte in drei Teilbereiche vorgenommen. Hierbei wurde unterschieden zwischen der Prallströmung, dem Zentrum und der Eckströmung. Die höchsten lokalen Wandwärmeströme traten in diesem Zusammenhang im Bereich der Prallströmung auf. Aus diesen Erkenntnissen ergibt sich die Frage nach der Verteilung der Wandwärmestromdich-

te, wenn eine großskalige dreidimensionale Konvektionsströmung präsent ist. Mit Hinblick auf die aktuelle Diskrepanz der experimentellen Ergebnisse des globalen Wärmestromes durch eine Fluidschicht bei hohen *Rayleigh*-Zahlen und konstantem Aspektverhältnis von $\Gamma = 1$ (Roche et al., 2010; He et al., 2012a; Urban et al., 2011) können Einblicke in das Verhalten des lokalen Wandwärmestromes entscheidende Hinweise zur Aufklärung liefern. Auf Grund dessen wurde die bereits vorgestellte Messtechnik unter Verwendung einer Wärmebildkamera auf die vollständige kreisrunde Bodenfläche der zylindrischen Konvektionszelle *Ilmenauer Fasses* angewendet. In einem Parameterbereich von $10^{11} \leq Ra \leq 8 \cdot 10^{11}$ wurde bei einem konstanten Aspektverhältnis von $\Gamma = 1.13$ für fünf ausgewählte *Rayleigh*-Zahlen der lokale Wandwärmestrom über fünf Stunden mit einer effektiven Abtastrate von 0.33 Hz erfasst.

Zunächst erfolgt eine Einordnung des räumlich und zeitlich gemittelten Wandwärmestromes in bestehende experimentelle und numerische Datensätze sowie dessen theoretische Vorhersage. Im Folgenden wird das dynamische Verhalten lokal anhand der Verteilungen der statistischen Momente diskutiert. Abschließend wird auf Basis des räumlich und zeitlich aufgelösten Verteilung der Wandwärmestromdichte die lokale Skale der thermischen Grenzschichtdicke berechnet und mit den numerischen Ergebnissen von (Scheel und Schumacher, 2014) verglichen.

Die Abbildung 23 zeigt den räumlichen und zeitlichen Mittelwert der gemessenen Wandwärmestromdichte in dimensionsloser Form in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl. Des Weiteren sind die experimentellen Ergebnisse der Messung des globalen Wärmestromes im Helium nahe des kritischen Punktes (Niemela und Sreenivasan, 2003; Urban et al., 2011) sowie im komprimierten Schwefelhexafluorid (He et al., 2012a) dargestellt. Die numerischen Daten entstammen der direkten numerischen Simulation von (Scheel und Schumacher, 2014). Die verwendeten Datensätze weisen einen *Prandtl*-Zahlbereich von $0.68 \leq Pr \leq 0.97$ auf und wurden bei konstantem Aspektverhältnis von $\Gamma = 1$ bestimmt, wodurch die Vergleichbarkeit gegeben ist. Die schwarze Linie entspricht der theoretischen Vorhersage des Grossmann-Lohse Modells für eine *Prandtl*-Zahl von $Pr = 0.7$. Die gewonnenen Messergebnisse bei hohen *Rayleigh*-Zahlen reihen sich sehr gut in bestehende Datensätze und der theoretischen Vorhersage ein. Oberhalb von $Ra \geq 4 \cdot 10^{11}$ stimmen die Wandwärmeströme in Luft perfekt

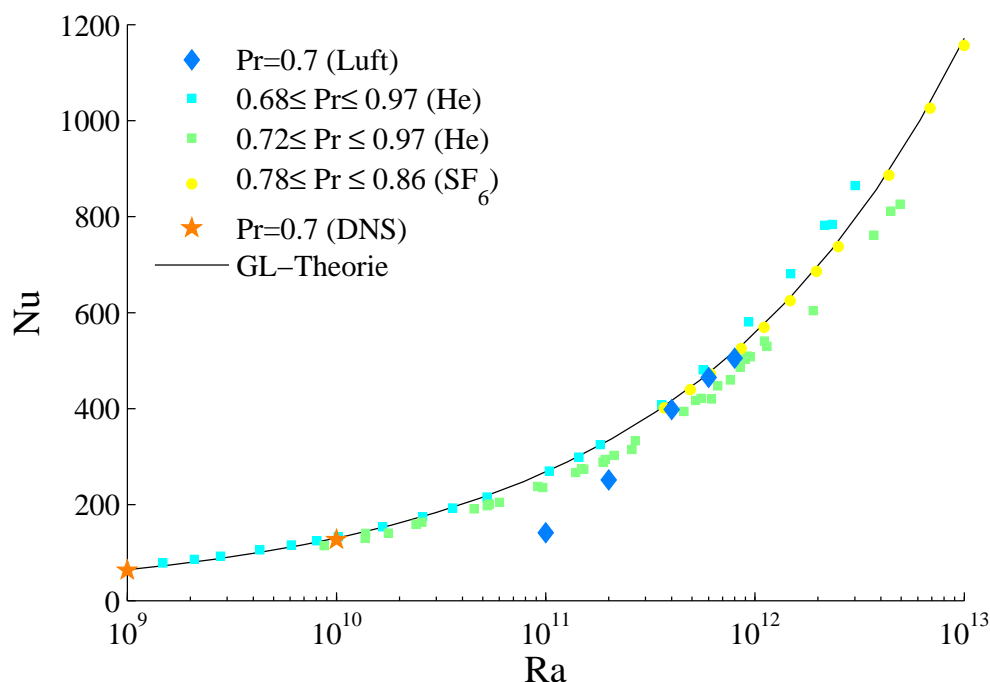


Abb. 23 – Räumlicher und zeitlicher Mittelwert des dimensionslosen globalen Wandwärmestromes auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fass* beim konstanten Aspektverhältnis $\Gamma = 1.13$ \blacklozenge sowie experimentelle Ergebnisse des globalen Wärmestromes im Helium \blacksquare (Niemela und Sreenivasan, 2003), \blacksquare (Urban et al., 2011), Schwefelhexafluorid \bullet (He et al., 2012a) und numerische Simulation \star (Scheel und Schumacher, 2014).

mit den globalen Wärmeströmen, welche im komprimierten Schwefelhexafluorid gemessen wurde, überein. Für die kleinsten *Rayleigh*-Zahlen ist eine signifikante Abweichung von bis zu 50 % im Vergleich zu den Ergebnissen im Helium erkennbar. Bei näherer Betrachtung der Thermogramme ist ein leichter Temperaturabfall im Bereich des Mittelpunktes der Heizplatte erkennbar, welcher nicht durch die eingebetteten Temperatursensoren in der Heizplatte bestätigt wird. Infolgedessen ergeben sich scheinbar eine höhere Temperaturdifferenzen über dem *slab* in dem Bereich der *in-situ* Kalibrierung, siehe Gleichungen (38)-(40). Diese fehlerhafte Kalibrierung im Zentrum führt zu einer Unterschätzung der Wandwärmestromdichte außerhalb des Mittelpunktes der Heizplatte. Die Ursache für diese scheinbare Temperaturänderung der Oberfläche konnte nicht gefunden werden. Es wurde allerdings festgestellt, dass die Temperatur der Kamera bei diesen Arbeitspunkten weit oberhalb der Heizplattentemperatur lag. Im Weiteren werden nur die Ergebnisse im Bereich hoher *Rayleigh*-Zahlen $Ra \geq 4 \cdot 10^{11}$ näher diskutiert.

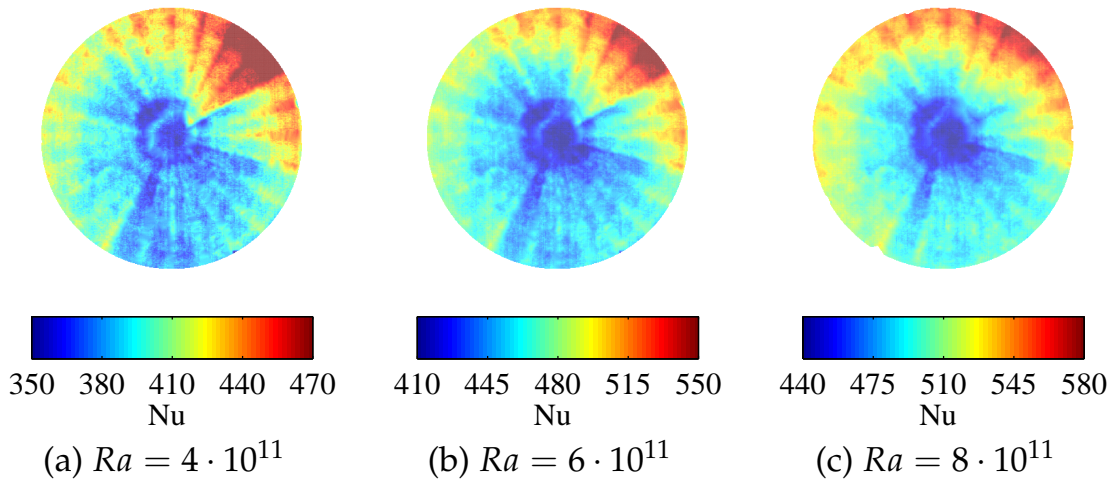


Abb. 24 – Verteilung der zeitlich gemittelten dimensionslosen Wandwärmestromdichte $\langle Nu(x,y) \rangle_{t=5h}$ für (a) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, $t_o = 60$ s, (b) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$, $t_o = 47$ s und (c) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$, $t_o = 38$ s auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* ($\Gamma = 1.13$)

Die Abbildungen 24(a)-(c) zeigen die Verteilungen der zeitlichen Mittelwerte der dimensionslosen Wandwärmestromdichte für (a) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, (b) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$ und (c) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$ auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses*. Analog zu den Ergebnissen im Unterkapitel 4.1 ist für die zylindrische Geometrie ebenfalls eine starke Variation des lokalen Wandwärmestromes von bis zu 30 % des räumlichen und zeitlichen Mittelwertes erkennbar. Die Bereiche der erhöhten Wandwärmestromdichte sind, erwartungsgemäß den Messungen des lokalen Wandwärmestromes in der rechteckigen Konvektionszelle, in der Nähe der Seitenwand beobachtbar, wobei diese nicht azimuthal gleich verteilt sind. Ähnliche Verteilungen des lokalen Wandwärmestromes lieferten die direkten numerischen Simulationen (Wagner et al., 2012), welche einen erhöhten lokalen Wärmestrom beim Auftreffen des großskaligen Wirbels auf die Heiz- beziehungsweise Kühlplatte aufweist. Im Gegensatz zu den experimentellen Messungen, die durch eine Vorzugsrichtung der großskaligen Strömung infolge von technischen Unvollkommenheiten gekennzeichnet sind, rotiert die Hauptebene der globalen Strömungsstruktur in den numerischen Simulationen kontinuierlich um die vertikale Achse (Shi et al., 2012) und sorgt somit über längere Zeitintervalle für eine azimuthal gleich verteilte Wandwärmestromdichte.

Auf Grundlage der Erkenntnissen in der rechteckigen Geometrie ist die Erhöhung der Wandwärmestromdichte mit der guten lokalen Durchmi-

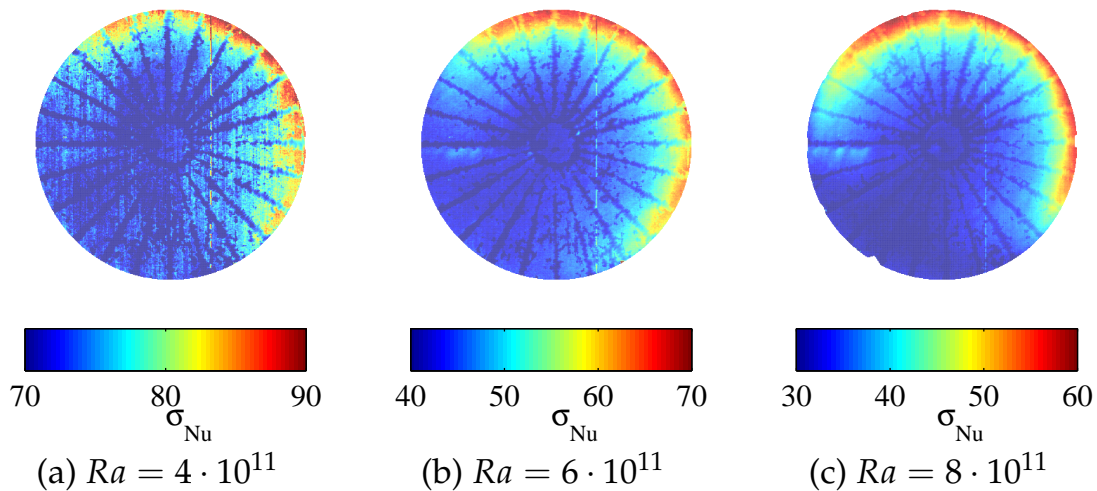


Abb. 25 – Verteilung der Standardabweichung des dimensionslosen Wärmestromes $\sigma_{Nu}(x, y)$ für (a) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, (b) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$ und (c) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$ auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* ($\Gamma = 1.13$)

schung in Folge des Aufpralls der großskaligen Strömung auf der Heizplatte zu erklären. Mit steigender *Rayleigh*-Zahl verringert sich die radiale Ausdehnung dieser Aufprallregion von $r \approx 3.0$ m in die Richtung der Seitenwand auf $r \approx 2.1$ m, wobei die azimutale Ausdehnung eine Vergrößerung von $\phi = 222^\circ$ auf $\phi = 354^\circ$ erfährt. Die Region des Aufpralls wurde analog der Betrachtung in der rechteckigen Konvektionszelle definiert als der Bereich erhöhter Wandwärmestromdichte oberhalb des räumlich und zeitlichen Mittelwertes. Diese Ergebnisse bestätigen die Vermutung von (du Puits et al., 2010) einer Homogenisierung des lokalen Wandwärmestromes mit zunehmender *Rayleigh*-Zahl. Die niedrigsten *Nusselt*-Zahlen liegen im Zentrum der Heizplatte vor, welche hauptsächlich durch die Diffusionsprozesse einer plattenparallelen Grenzschicht hervorgerufen werden. Diese Ergebnisse stehen im Widerspruch zu den lokalen Wärmestrommessungen von (du Puits et al., 2010) im Zentrum der Heizplatte. Mithilfe eines Dickfilmsensors wurde eine Erhöhung des lokalen Wandwärmestromes von bis zu 300 % im Vergleich zum über der Fläche der Heizplatte gemittelten Wärmestrom gemessen. Die Ursache ist vermutlich eine Störung des wandnahen Strömungsbereiches durch den Dickfilmsensor, wobei die resultierenden Verwirbelungen über dem Sensor für einen gesteigerten Wärmestrom verantwortlich sind.

Einen detaillierten Einblick in die Schwankungsbreite des lokalen Wandwärmestromes ist durch die Analyse der Standardabweichung möglich. Die Abbildungen 25(a)-(c) zeigen die Verteilung der Standardabweichung

jedes Pixels für die *Rayleigh*-Zahlen (a) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, (b) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$ und (c) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$. Die Bereiche der niedrigen Werte in der Verteilung sind die Konsequenz aus der Teilung des *slab* entsprechend den Segmenten der Heizplatte. In der Datenauswertung wurden diese Bereiche auf Basis eines Gradientenkriteriums in den momentanen Verteilungen des lokalen Wandwärmestromes detektiert und durch interpolierte Werte ersetzt. Die Verteilung der Standardabweichung weist analog zur Verteilung der Mittelwerte eine starke Variation auf, welche mit zunehmender *Rayleigh*-Zahl in Folge der gesteigerten Turbulenz anwächst. Die Abnahme der Standardabweichung mit wachsender *Rayleigh*-Zahl resultiert hingegen aus der thermischen Trägheit des *slab*, der schnelle Änderung der Wandwärmestromdichte nicht erfasst.

In Übereinstimmung mit der Verteilung der Mittelwerte ist festzustellen, dass der Bereich des erhöhten lokalen Wandwärmestromes mit dem Bereich der erhöhten Standardabweichung korreliert. Diese Fluktuationen der Wandwärmestromdichte sind charakteristisch für den Aufprall der großskaligen Strömung auf die Heizplatte. Die Region der Prallströmung zu einem Zeitpunkt kann anhand einer gleitenden Standardabweichung der Verteilung des lokalen Wandwärmestromes $\sigma_{Nu,t}$ berechnet werden.

$$\sigma_{Nu,t} = \sqrt{\frac{1}{2t_o} \sum_{\tau_m=t}^{t+2t_o} (Nu(x,y,\tau_m) - \langle Nu(x,y,t') \rangle_{(t \leq t' \leq t+2t_o)})^2} \quad (55)$$

In der Abbildung 26(a)-(c) sind exemplarisch die Ergebnisse dieser gleitenden Operation über zwei Umlaufzeiten des großskaligen Wirbels für drei verschiedene Zeitpunkt bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 4 \cdot 10^{11}$ dargestellt. Auf Basis des Flächenschwerpunktes der Aufprallregion, die durch eine Standardabweichung größer als $1.15 \langle \sigma_{Nu,t} \rangle_{(x,y)}$ definiert wird, kann die momentane Ausrichtung des großskaligen Wirbels ϕ berechnet werden. Der zeitliche Verlauf dieser Ausrichtung ist auszugsweise in den Abbildungen 26(d)-(f) für die *Rayleigh*-Zahlen $Ra = 4 \cdot 10^{11}; 6 \cdot 10^{11}; 8 \cdot 10^{11}$ dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass der Stagnationsbereich des Aufpralls um bis zu $\pm 90^\circ$ oszilliert, wobei die Lageänderung sowohl durch kurze (1-2 Umläufe) als auch durch lange Zeitkonstanten (15-20 Umläufe) geprägt ist.

Im Zusammenhang mit der Analyse der WDVen der Wandwärmestrom-

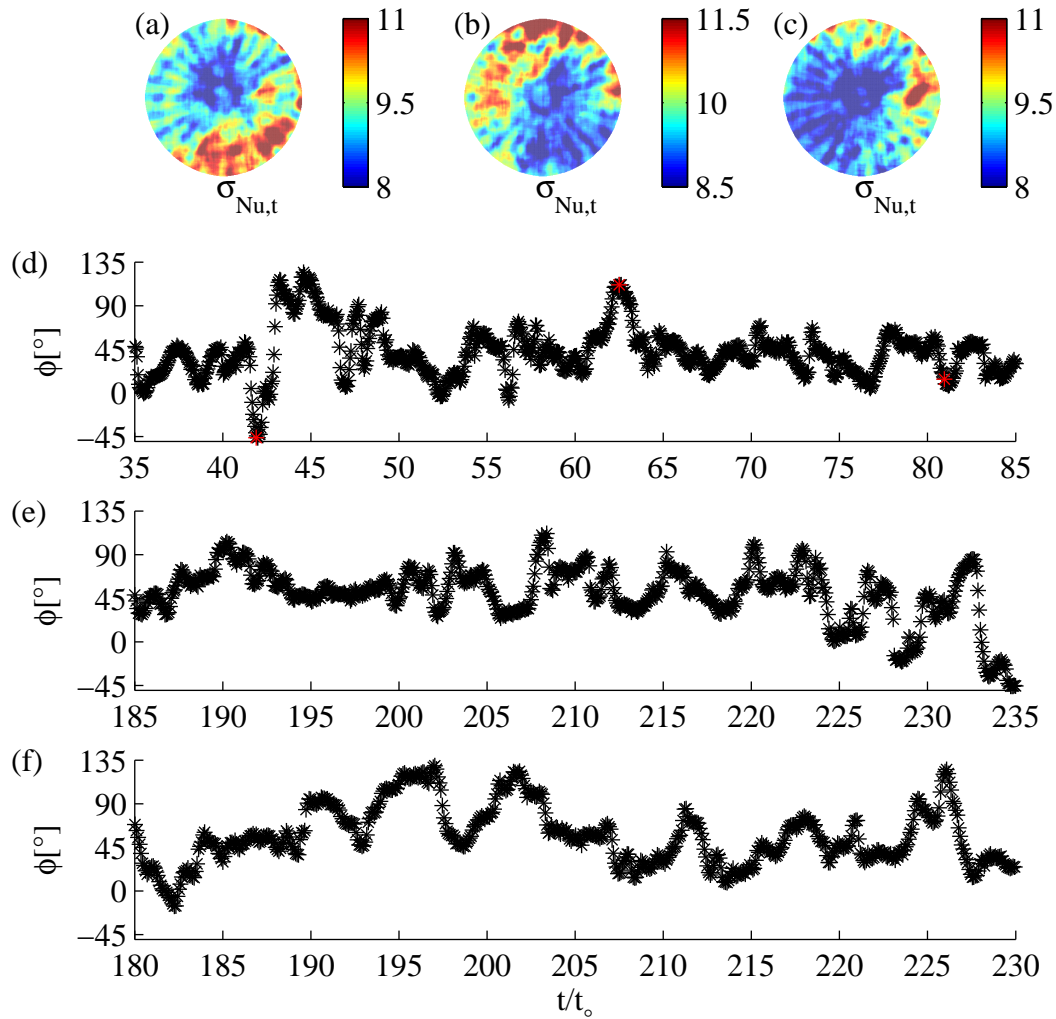


Abb. 26 – Standardabweichung der Verteilung des lokalen Wandwärmestromes über zwei Umlaufzeiten der großskaligen Wirbel t_o , siehe Gleichung (54) für $Ra = 4 \cdot 10^{11}$ bei (a) $t/t_o = 41.9$, (b) $t/t_o = 62.5$ und (c) $t/t_o = 81.2$, siehe * in (d). Zeitlicher Verlauf der Ausrichtung ϕ des großskaligen Wirbel für (d) $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, (e) $Ra = 6 \cdot 10^{11}$ und (f) $Ra = 8 \cdot 10^{11}$.

dichte in der rechteckigen Zelle wurde der Begriff der Schiefe S_{Nu} , siehe Gleichung 52, eingeführt, der die Asymmetrie einer WDV für $S_{Nu} \neq 0$ beschreibt. Im Bezug auf den turbulenten Wärmetransport sorgen Diffusionsprozesse und Fluktuationen, für eine gleiche Verteilung der Wärmestromdichte (Ching et al., 2004), wobei $S_{Nu} \approx 0$ gilt. Bei der Ablösung eines thermischen Plumes wird lokal und temporär der Wärmetransport begünstigt (Grossmann und Lohse, 2004). Infolgedessen wird die WDV der Wärmestromdichte im Bereich der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte zu-

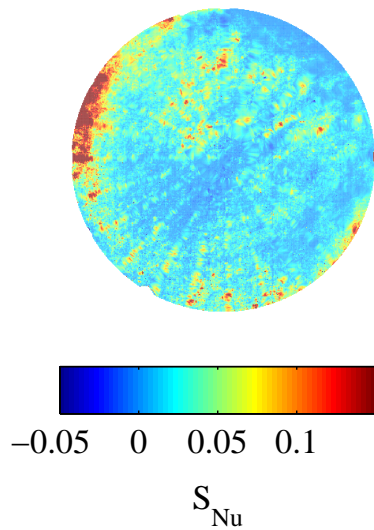


Abb. 27 – Verteilung der Schiefe der Wandwärmestromdichte S_{Nu} für jedes Pixel bei $Ra = 8 \cdot 10^{11}$

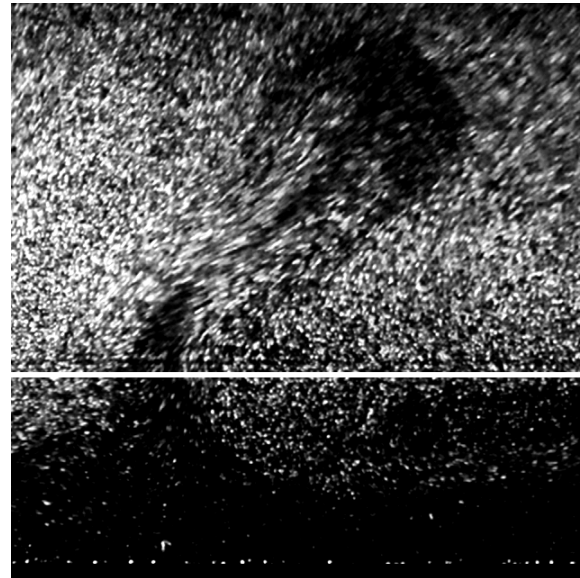


Abb. 28 – Plume in der Grenzschicht an der Heizplatte des Ilmenauer Fasses bei $Ra = 1.5 \cdot 10^{10}$

nehmend nach rechts verschoben, so dass sich eine positive Schiefe ergibt (Shang et al., 2004). (Scheel et al., 2013) zeigten, dass die höheren statistischen Momente auf seltene Ereignisse sehr sensibel reagieren und daher geeignet sind um den Wärmetransport detailliert zu untersuchen.

Die Abbildung 27 zeigt die räumliche Verteilung der Schiefe der dimensionslosen Wandwärmestromdichte S_{Nu} exemplarisch für eine *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 8 \cdot 10^{11}$. Hierbei ist eine sehr kleine Schiefe die um Null verteilt charakteristisch für den untersuchten Parameterbereich, wobei die Region der erhöhten Schiefe mit dem Zugang in den Messraum übereinstimmt und keine Eigenschaft der Strömung ist. Diese Unempfindlichkeit gegenüber seltenen Transportprozessen wird durch die geringe zeitliche Auflösung verursacht. Basierend auf den Messungen von (du Puits et al., 2009) beträgt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des großskaligen Wirbels $\bar{u} \approx 0.5 \text{ m s}^{-1}$. Bei einer effektiven Abtastzeit von $\Delta t = 3 \text{ s}$ berechnet sich die minimal erfassbare Ausdehnung eines Plumes zu $h_{plume} \geq \bar{u} \Delta t = 1.5 \text{ m}$. Die Visualisierungen innerhalb der Grenzschicht des *Ilmenauer Fasses* zeigen (Abbildung 28), dass die typische Höhe eines thermischen Plumes das zwei- bis dreifache der Dicke der Grenzschicht beträgt, welches einer Höhe von 12 – 20 mm entspricht. Um diese Strukturen zu erfassen, muss einerseits eine Abtastrate von circa 40 Hz und andererseits ein *slab*-Material mit einer kleinen Wärmekapazität gewählt werden.

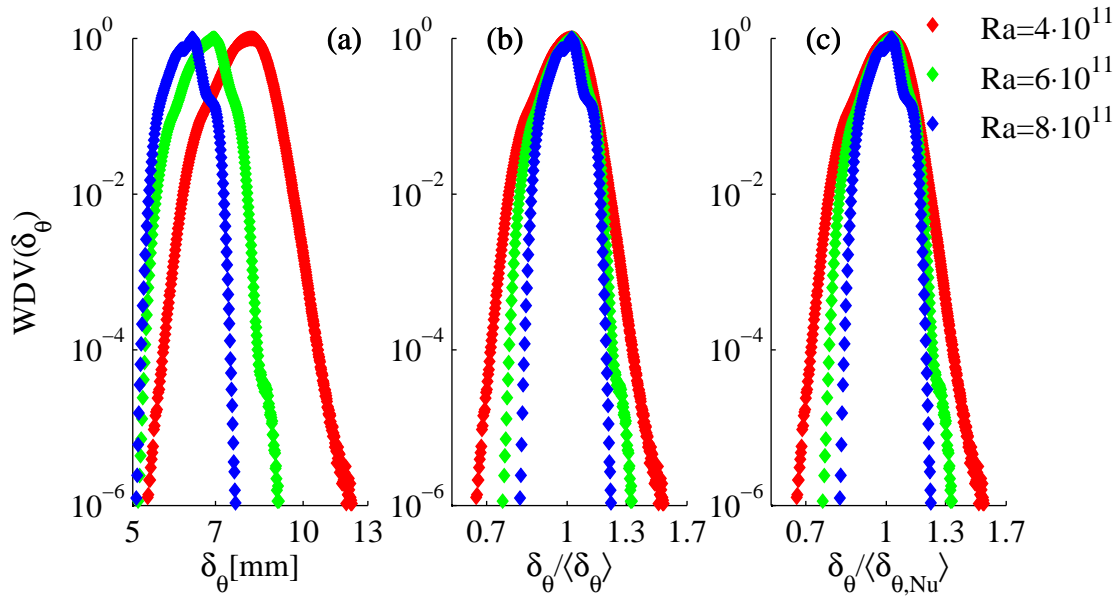


Abb. 29 – Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der lokalen Dicke der thermischen Grenzschicht $WDV(\delta_\theta)$ in (a) nicht normierter Darstellung, (b) normiert auf die mittlere Dicke der thermischen Grenzschicht entsprechend der Gleichung (58) und (c) entsprechend der Gleichung (56).

Zur Modellierung der Transportprozesse von Wärme wählten (Scheel und Schumacher, 2014) die Analyse der Verteilung der Längenskalen im Bereich der horizontalen Grenzschichten. Aufgrund der stark inhomogenen Dynamik der Strömung, die bereits in der vorangegangenen Diskussion anhand von Verteilungen der Wandwärmestromdichte und des wandnahen Strömungsfeldes gezeigt wurde, wird in dieser Betrachtung das räumlich und zeitlich aufgelöste Temperaturfeld untersucht. Gegenwärtig wird die Grenzschicht der Temperatur unter anderem als Schnittpunkt des linearen Anstieges des Temperaturprofils an der Wand und der Bulktemperatur definiert (Ahlers et al., 2009; Shi et al., 2012), wobei die folgende Berechnungsvorschrift auf Basis des globalen Wandwärmestromes $\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$ verwendet wird:

$$\langle \delta_{\theta, Nu} \rangle = \frac{H}{2\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}}. \quad (56)$$

Unter Verwendung der momentanen Wandwärmestromdichte haben (Scheel und Schumacher, 2014) die folgenden Berechnungsschrift abgeleitet:

$$\delta_\theta(x, y, t) = \frac{\kappa_{slab}}{\kappa} \frac{H}{2Nu(x, y, t)}. \quad (57)$$

Tab. 7 – Versuchsparameter bei $\Gamma = 1.13$: *Rayleigh*-Zahl Ra , zeitlicher und räumlicher Mittelwert des dimensionslosen Wandwärmestromes $\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$, Minimum und Maximum des räumlich verteilten Wärmestromes Nu_{min} und Nu_{max} , räumlicher Mittelwert der Verteilung der Standardabweichung des Wärmestromes sowie die Grenzschichtdicken entsprechend den Gleichungen (58) und (56)

Ra	$\langle Nu \rangle_{(x,y,t)}$	Nu_{min}	Nu_{max}	$\langle \sigma_{Nu} \rangle_{(x,y)}$	$\langle \delta_\theta \rangle$	$\langle \delta_{\theta, Nu} \rangle$
$4 \cdot 10^{11}$	398.4	339.8	514.8	73.5	7.9 mm	7.9 mm
$6 \cdot 10^{11}$	465.1	394.9	576.0	47.2	6.8 mm	6.7 mm
$8 \cdot 10^{11}$	505.1	437.8	583.8	37.4	6.2 mm	6.3 mm

Die globale Grenzschichtdicke der Temperatur wurde schließlich als Mittelwert aus der Gleichung (57) gebildet und auf die Simulationsergebnisse basierend auf einer Spektralmethode angewendet.

$$\langle \delta_\theta \rangle = \int_0^\infty WDV(\delta_\theta) \delta_\theta d\delta_\theta \quad (58)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass die Gleichheit der Gleichungen (58) und (56) *a-priori* nicht gegeben ist. Die vorliegenden Messdaten des lokalen Wandwärmestromes wurden entsprechend der Gleichung (57) in eine Längenskala umgerechnet, die der thermischen Grenzschichtdicke entspricht und ein Vergleich mit den numerischen Ergebnissen erlaubt.

Die Verteilungen der Wahrscheinlichkeitsdichte für verschiedene *Rayleigh*-Zahlen sind in den Abbildung 29(a) bis (c) in nicht normierter respektive normierter Form in doppelt logarithmischen Achsen dargestellt. Die Normierung erfolgt in gleicher Art wie in der Analyse der numerischen Daten. Erwartungsgemäß ist ein Trend zu kleineren Längenskalen mit steigender *Rayleigh*-Zahlen erkennbar, wobei im vorliegenden Fall das Maximum der WDV von $\delta_\theta = 7.7$ mm auf $\delta_\theta = 6.2$ mm absinkt. Die beiden Dicke der thermischen Grenzschicht skalieren mit $\langle \delta_\theta \rangle / H = 9.0 Ra^{-0.33}$ und $\langle \delta_{\theta, Nu} \rangle / H = 8.8 Ra^{-0.33}$. Im Vergleich mit (Scheel und Schumacher, 2014) sind Skalenexponenten leicht erhöht. An dieser sei darauf hingewiesen, dass der Lösungsalgorithmus zum Fitten an das Skalengesetz aufgrund der kleine Menge an Daten sehr sensibel auf die Startwerte reagiert. In der normierten Darstellung 29(b) zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung im Bereich der Maxima, welche ebenfalls in den numerischen Datensätzen zu erkennen ist. Die zweite Normierungsvariante folgt aus der

Definition der Grenzschichtdicke auf Basis des globalen Wärmestromes. Hierbei sind in der Abbildung 29(c) ähnlich gute Übereinstimmungen zu finden, die sich mit den Ergebnissen der numerischen Simulation decken. Aus dieser Betrachtung folgt, dass im Rahmen der Messunsicherheit gilt $\delta_{\theta, Nu} = \langle \delta_{\theta}(x, y, t) \rangle_{(x, y, t)}$. Abschließend sei darauf hingewiesen, dass sich die Form der WDVen der experimentellen Daten von denen der numerischen Daten hinsichtlich der Schiefe unterscheidet. Diese Tatsache ist wie bereits erwähnt auf die Unempfindlichkeit der Messtechnik gegenüber den thermischen Plumes begründet, welche für eine Verschiebung der Wahrscheinlichkeitsdichte zu größeren Grenzschichtdicken sorgt.

Die Mittelwerte des gemessenen Wärmestromes in dimensionsloser Form sowie die berechneten Skalen der thermischen Grenzschichtdicke bei einem konstanten Aspektverhältnis $\Gamma = 1.13$ sind in der Tabelle 7 zusammengefasst.

In der vorangegangenen Diskussion wurde die Untersuchung des lokalen Wandwärmestromes auf den Fall der dreidimensionalen Konvektionsströmung in einer zylindrischen Geometrie erweitert. Bei einem konstanten Aspektverhältnis von $\Gamma = 1.13$ wurde unter Verwendung der bereits vorgestellten Messmethode die Wandwärmestromdichte bei fünf verschiedenen *Rayleigh*-Zahlen in einem Bereich von $10^{11} \leq Ra \leq 8 \cdot 10^{11}$ bestimmt. Im ähnlicher Art wie in der quasi-zweidimensionalen Konvektionsströmung variiert der lokale Wandwärmestrom um bis zum 30 % bezogen auf den globalen Wärmestrom auf der Heizplatte. Das Maximum der Wandwärmestromdichte ist in der Nähe der Seitenwand zu finden und wird mit dem Auftreffen der großskaligen Strömungsstruktur auf die Heizplatte korreliert. Mit steigender *Rayleigh*-Zahl verkleinert sich die radiale Ausdehnung des Bereiches der Prallströmung, wobei sich parallel dazu die azimutale Ausdehnung vergrößert. Die Verteilung der Standardabweichung der Wandwärmestromdichte bestätigt diese Homogenisierung des lokalen Wärmetransportes im Zentrum der Heizplatte. Auf Basis der Verteilungen der gleitenden Standardabweichung lässt sich die momentane Lage des großskaligen Wirbels bestimmen, wobei eine starke Oszillation von $\pm 90^\circ$ um die vertikale Drehachse bei hohen *Rayleigh*-Zahlen erkennbar ist. Des Weiteren wurden die Verteilung der Wandwärmestromdichte unter der Annahme von Diffusionsprozessen an der Heizplatte in eine Längenskala der thermischen Grenzschicht umgerechnet, so dass ein Vergleich mit

einer kürzlich veröffentlichten Studie auf Grundlage von numerischen Daten möglich ist. Diese Studie ist ebenfalls motiviert durch die inhomogene Dynamik des wandnahen Strömungsfeldes an der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte. Der Vergleich der gemittelten lokalen Längenskalen mit der globalen Grenzschichtdicken auf Basis des globalen Wärmetransportes zeigt dabei eine gute Übereinstimmung sowohl in den experimentellen als auch in den numerischen Daten.

4.3 Selbstorganisation der globalen Strömungsstruktur bei verschiedenen Aspektverhältnissen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde der Wärmetransport in Konvektionszellen mit einer konstanten Höhe diskutiert, wobei die horizontale Ausdehnung, mindestens in einer Dimension, der vertikalen Ausdehnung entspricht. Diese Konfiguration dient hauptsächlich dem tieferen Verständnis von Wärmetransportprozessen bei hohen *Rayleigh*-Zahlen, welche in der dritten Potenz von der Höhe abhängt. In der Natur vorkommende Konvektionsströmungen weisen hingegen häufig eine sehr große horizontale Ausdehnung im Vergleich zur vertikalen Ausdehnung auf, wie beispielsweise die Atmosphäre der Erde. Aus diesem Grund entsteht zwangsläufig die Forderung nach der Untersuchung der Mechanismen des Wärmetransportes bei großen Aspektverhältnissen.

Aktuell existieren sehr wenige experimentelle und numerische Daten des Wärmestromes durch die Fluidschicht, die ausschließlich eine Variation des Aspektverhältnisses bei konstanter *Rayleigh*-Zahl aufweisen (Wu und Libchaber, 1992; Funfschilling et al., 2005; Bailon-Cuba et al., 2010). In der vorliegenden Arbeit wurde der lokale Wandwärmestrom auf der kreisrunden Heizplatte (Durchmesser $D = R/2 = 7.15\text{ m}$) des *Ilmenauer Fasses*, bei verschiedenen Aspektverhältnissen untersucht, wobei die *Rayleigh*-Zahl abschnittsweise konstant gehalten wurde. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass bedingt durch die verwendete Optik der Wärmebildkamera der Sichtbereich mit zunehmenden Aspektverhältnis verkleinert wird. Die Versuchsparameter sowie der zeitliche und räumliche Mittelwert der dimensionslosen Wandwärmestromdichte im Zentrum der Heizplatte ($r \leq 0.35R$) sind in der Tabelle 8 zusammengefasst.

Auf Grundlage der Messungen unter Verwendung einer Wärmebildkamera wird neben der Effektivität des Wärmetransportes die Änderung

Tab. 8 – Versuchsparameter der Messung der Wandwärmestromdichte: Aspektverhältnissen Γ , *Rayleigh*-Zahl Ra , zeitlicher und räumlicher Mittelwert der Temperatur auf der Heizplatte T_{HP} und der Kühlplatte T_{KP} , zeitlicher und räumlicher Mittelwert des dimensionslosen Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte ($r \leq 0.35R$) $\langle Nu \rangle_{(r \leq 0.35R, \phi, t)}$

Γ	Ra	T_{HP}	T_{KP}	$\langle Nu \rangle_{(r \leq 0.35R, \phi, t)}$
$\Gamma = 1.13$	$4.0 \cdot 10^{11}$	45.00 °C	25.00 °C	372.4
$\Gamma = 1.43$	$4.0 \cdot 10^{11}$	55.00 °C	15.00 °C	393.2
$\Gamma = 1.75$	$1.3 \cdot 10^{11}$	41.10 °C	18.90 °C	266.7
$\Gamma = 2.00$	$1.3 \cdot 10^{11}$	46.50 °C	13.50 °C	264.8
$\Gamma = 2.40$	$8.8 \cdot 10^{10}$	55.00 °C	15.00 °C	244.5
$\Gamma = 3.00$	$1.9 \cdot 10^{10}$	38.45 °C	21.55 °C	161.1
$\Gamma = 3.25$	$1.9 \cdot 10^{10}$	40.65 °C	19.35 °C	160.7
$\Gamma = 3.50$	$1.9 \cdot 10^{10}$	43.40 °C	16.60 °C	161.6
$\Gamma = 4.00$	$1.9 \cdot 10^{10}$	60.00 °C	15.00 °C	156.4

der globalen Strömungsstruktur bei unterschiedlichen Aspektverhältnissen untersucht. Die Betrachtung des lokalen Wandwärmestromes in den vorangegangenen Kapiteln hat gezeigt, dass die globale Strömung eine charakteristische Verteilung der Wandwärmestromdichte auf der Heizplatte zur Folge hat. Hierbei erfolgt insbesondere im Bereich des Aufpralls der großskaligen Strömungsstruktur auf die Heizplatte eine Erhöhung des lokalen Wärmetransportes. Auf Basis dieser Erkenntnis kann der thermische Fußabdruck der globalen Strömungsstruktur auf dem *slab* zur Identifikation des momentanen Strömungszustandes verwendet werden.

Zunächst erfolgt die Einordnung der zeitlichen und räumlichen Mittelwerte der gemessenen Wandwärmeströme in bestehende Datensätze des globalen Wärmestromes. Im Anschluss werden die Auswirkungen der Geometrieänderung auf Basis von numerischen und experimentellen Daten diskutiert. Insbesondere der Einblick in die räumliche Verteilung des Wandwärmestromes soll zum tieferen Verständnis der bei verschiedenen Aspektverhältnissen entstehenden globalen Strömungsmuster beitragen. Abschließend werden anhand der gemessenen Daten die kritischen Aspektverhältnisse bestimmt, welche eine Zustandsänderung in der globalen Strömungsstruktur hervorrufen.

Die Abbildung 30 zeigt alle verfügbaren Datensätze des globalen Wärmestromes, die mindestens vier verschiedene Aspektverhältnisse bei den hohen *Rayleigh*-Zahlen ($Ra > 10^7$) beinhalten. Die Übersicht im linken

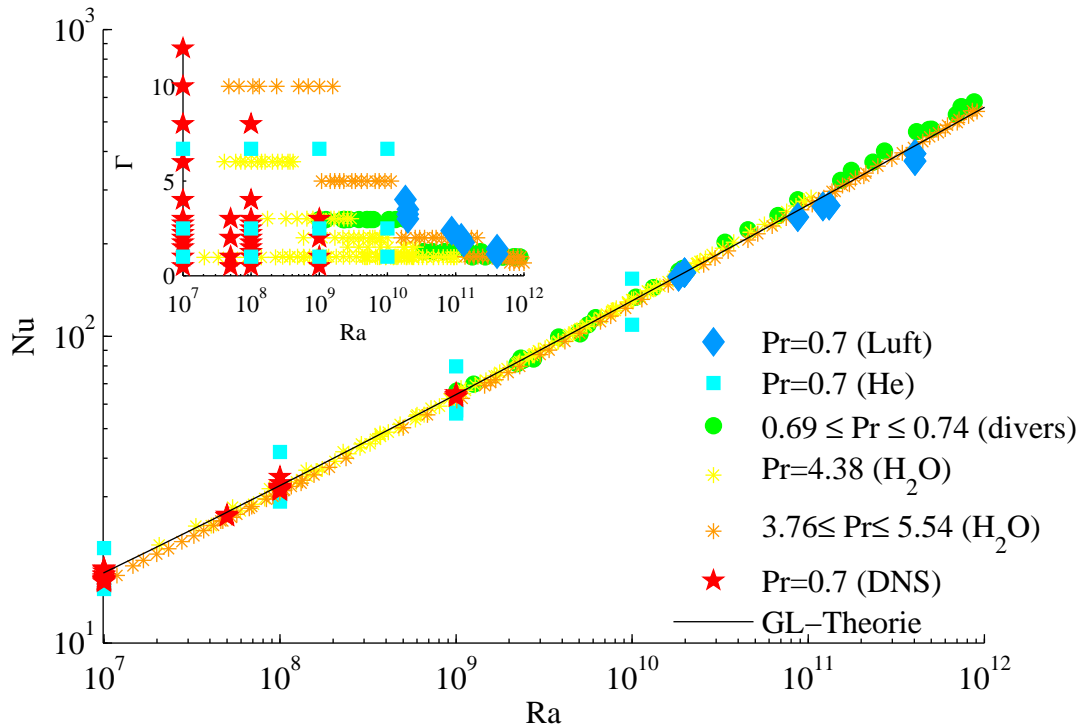


Abb. 30 – Räumlicher und zeitlicher Mittelwert des Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* ($r \leq 0.35R$) \blacklozenge in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl für verschiedene Aspektverhältnisse, sowie experimentelle Ergebnisse des globalen Wärmestromes im Helium \blacksquare (Wu und Libchaber, 1992), in komprimierten Gasen (N_2 , Ar , Kr , Xe , SF_6) \bullet (Fleischer und Goldstein, 2002), im Wasser \ast (Funfschilling et al., 2005), \ast (Sun et al., 2005) und Ergebnisse aus der numerischen Simulation \star (Bailon-Cuba et al., 2010). Die Übersicht im linken oberen Rand der Abbildung zeigt den $Ra - \Gamma$ -Parameterbereich der Daten.

oberen Rand der Abbildung stellt den $Ra - \Gamma$ -Parameterbereich der präsentierten Daten dar. An dieser Stelle sei erwähnt, dass die Messergebnisse aus dem *Ilmenauer Fass* nur für das Zentrum der Heizplatte ($r \leq 0.35R$) gelten. Aufgrund der festen Brennweite der verwendeten Optik der Wärmebildkamera verkleinert sich der effektive Sichtbereich mit steigendem Aspektverhältnis. Er umfasst die gesamte Fläche der Heizplatte für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.13$ und $\Gamma = 1.43$ und reduziert sich für die größeren Aspektverhältnisse $1.75 \leq \Gamma \leq 4$ bis zu $3.6 \text{ m} \times 2.7 \text{ m}$. Infolgedessen wird der Wandwärmestrom bei kleinen Aspektverhältnissen unterschätzt (siehe Abbildung 24 in Unterkapitel 4.2).

Ungeachtet dessen ist eine signifikante Änderung des globalen Wärmestromes bei einer Variation des Aspektverhältnisses und einer konstanten *Rayleigh*-Zahl ersichtlich. Insbesondere die Experimente im Helium nahe

des kritischen Punktes von (Wu und Libchaber, 1992) zeigten eine Änderung des globalen Wärmestromes von bis zu 35 % bei Aspektverhältnissen zwischen $1 \leq \Gamma \leq 6.7$. Anhand dieser Beobachtung wird deutlich, dass die Variation des Aspektverhältnisses und somit die Präsenz der Seitenwand einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf den globalen Wärmetransport hat. Unter diesem Gesichtspunkt ist die Verifizierung der vorgestellten Theorien im Unterkapitel 2.4, zur Modellierung des globalen Wärmetransportes durch eine unendlich ausgedehnte Fluidschicht, auf Basis von experimentell bestimmten Datensätzen in einer Konvektionszelle mit der Geometrie $\Gamma \leq 1$ fragwürdig (Ahlers et al., 2012; He et al., 2012a; Stevens et al., 2013). Obwohl eine Erweiterung der Grossmann-Lohse Theorie unter Berücksichtigung einer festen vertikalen Wand für den Fall $\Gamma = 1$ existiert (Grossmann und Lohse, 2003), enthält derzeit keine Theorie eine Aussage über die Abhängigkeit des globalen Wärmetransportes von dem Aspektverhältnis. Die Daten von (Bailon-Cuba et al., 2010), die auf der direkten numerischen Simulation des Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldes beruhen, bestätigen diese Problematik, wobei eine Änderung des globalen Wärmestromes bei konstanter *Rayleigh*-Zahl und variablen Aspektverhältnis von bis zu 11 % deutlich wird. Auf Grundlage von experimentellen und numerischen Daten muss daher die Frage aufgeworfen werden, ob der Transport von Wärme durch eine Konvektionszelle mit einer endlich horizontalen Ausdehnung tatsächlich unabhängig von der Dicke der Fluidschicht ist, sowie es (Malkus, 1954) angenommen hat.

Weitere Untersuchungen in einem breiten *Rayleigh*-Zahlbereich wurden von (Fleischer und Goldstein, 2002) durchgeführt. Unter Verwendung von verschiedenen komprimierten Gasen, wie Stickstoff, Argon, Xenon, Krypton und Schwefelhexafluorid, bestimmten sie einen Skalenexponenten von $\gamma_1 \approx 0.3$ (siehe Gleichung (19)). Ein großer Nachteil dieser Datensätze sowie der experimentellen Ergebnisse im Wasser von (Funfschilling et al., 2005) und (Sun et al., 2005) ist die fehlende Überlagerung der einzelnen Messreihen für die verschiedenen Aspektverhältnisse. Eine systematische Untersuchung gestaltet sich aufgrund einer möglichen *Rayleigh*-Zahlabhängigkeit als schwierig. Zum Vergleich der vorangegangenen Diskussionen ist die theoretische Vorhersage des Grossmann-Lohse-Modells dargestellt, wobei die unbekannten Parameter in den Gleichungen (29) und (30) unter Zuhilfenahme von experimentell bestimmten Stützstellen

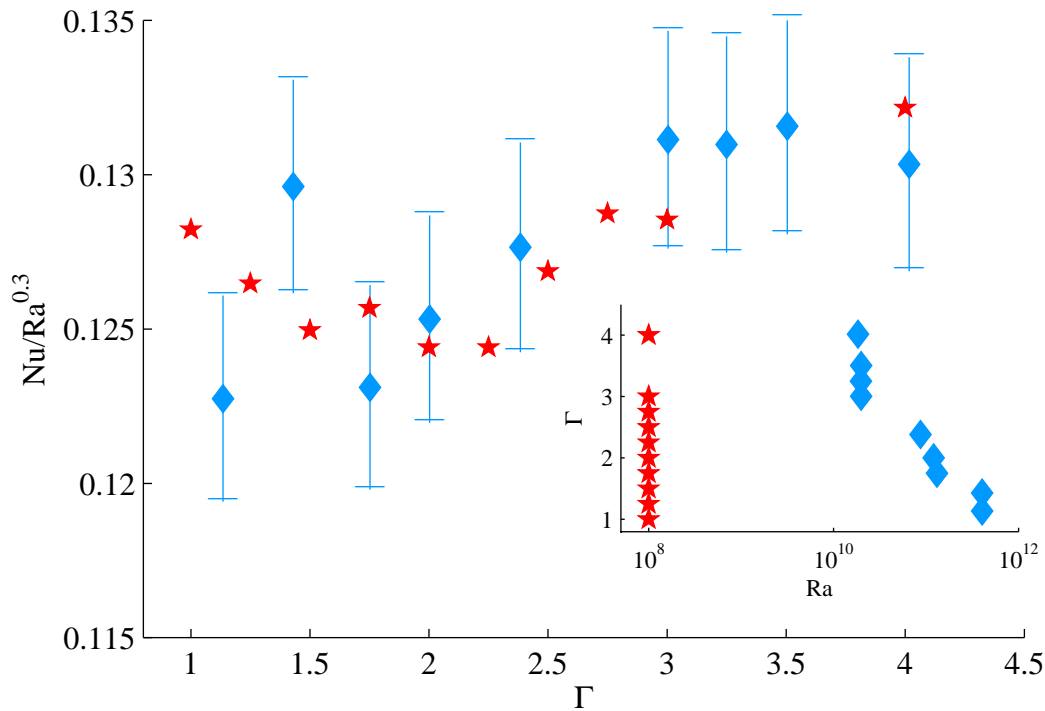


Abb. 31 – Räumlicher und zeitlicher Mittelwert des kompensierten Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* ($r \leq 0.35R$) ♦ in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis sowie der globale Wärmestrom basierend auf der Simulation von ★ (Bailon-Cuba et al., 2010). Die Übersicht im unteren rechten Rand der Abbildung zeigt den $Ra - \Gamma$ -Parameterbereich der Daten.

in Konvektionszellen mit einem Aspektverhältnis $\Gamma = 1$ berechnet wurden (Stevens et al., 2013).

In der Folge werden die experimentellen Daten ausschließlich in Bezug zu den numerischen Daten (Bailon-Cuba et al., 2010) diskutiert, da diese einen weiten Bereich in Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl und dem Aspektverhältnis umfassen und hinsichtlich der Eingangsparameter am besten übereinstimmen. In der Abbildung 31 ist der dimensionslose Wandwärmestrom im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* als Mittelwert über die Zeit und den Raum dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen einer Messunsicherheit von $\pm 3.5\%$. Die Übersicht im rechten unteren Bereich zeigt die verwendeten Daten im $Ra - \Gamma$ -Phasenraum. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Wärmeströme in der kompensierten Darstellung aufgetragen. In (Bailon-Cuba et al., 2010) wurde eine Variation des Skaleneindex von $0.295 \leq \gamma_1 \leq 0.305$ ermittelt, welcher die Ergebnisse von (Fleischer und Goldstein, 2002) bestätigt. Die vorliegenden experimentel-

len Daten weisen ebenfalls ein Skalierungsverhalten mit den Exponenten $\gamma_1 = 0.300$ auf.

Zunächst ist eine gute Übereinstimmung der experimentell bestimmten Wandwärmestromdichte im Zentrum der Heizplatte und des globalen Wärmestromes aus der Simulation für ein Aspektverhältnis größer als $\Gamma > 1.75$ zu erkennen, wobei das stetige Wachstum in eine Sättigung des Wärmestromes übergeht. Dieser Übergang im Wärmetransport ist vermutlich auf eine Änderung der globalen Strömungsstruktur zurückzuführen. Nichtsdestotrotz lassen sich im Bereich der kleinen Aspektverhältnisse unterschiedliche Charakteristiken zwischen den beiden Datensätzen feststellen. Während die numerischen Daten bis zu einem Aspektverhältnis von $\Gamma = 2$ nahezu kontinuierlich abnehmen, erfolgt eine Zunahme des Wärmetransportes von $\Gamma = 1.13$ zu $\Gamma = 1.43$ in den experimentellen Beobachtungen. Das weitere Absinken von $\Gamma = 1.43$ zu $\Gamma = 1.75$ ist höchstwahrscheinlich durch den Sprung im *Rayleigh*-Zahlbereich verursacht. Ein Grund für diese Diskrepanz ist möglicherweise der Charakter der Turbulenz bei kleinen beziehungsweise großen *Rayleigh*-Zahlen. In der Vergangenheit hat sich gezeigt, dass sich das statistische Verhalten der Temperatur bei circa $Ra \approx 5 \cdot 10^7$ grundlegend ändert. Hierbei wechselt die Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte der Temperatur von gaussförmig zu exponentiell (Castaing et al., 1989), welche mit einer Gedächtnislosigkeit der Konvektionsströmung einhergeht.

Einen detaillierter Einblick in das Verhalten des dimensionslosen Wandwärmestromes bei verschiedenen Aspektverhältnissen liefern die räumlichen Verteilungen der lokalen Mittelwerte $\langle Nu(r, \phi, t) \rangle_t$ und der lokalen Standardabweichung $\sigma_{Nu}(r, \phi)$. Die Abbildung 32 zeigt diese räumlichen Verteilungen bei den fünf verschiedenen Aspektverhältnissen $\Gamma = 1.13; 1.43; 1.75; 2.00; 2.40$. Die schwarze kreisrunde Umrandung stellt in diesem Zusammenhang den Rand der Heizplatte dar und soll einen besseren Eindruck des Sichtbereiches der Wärmebildkamera geben. In gleicher Art und Weise wie in den Unterkapiteln 4.1 und 4.2 wurden die lokalen Unstetigkeiten im Wärmestrom an den Stößen der einzelnen Heizplatten extrahiert. Im Anschluss wurden die fehlenden Werte mithilfe einer lineare Interpolation der räumlich benachbarten Pixel bestimmt.

In den Abbildungen 32(a) und (b) sind die Ergebnisse für das Aspektverhältnis $\Gamma = 1.13$ bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 4 \cdot 10^{10}$ dargestellt. Bei

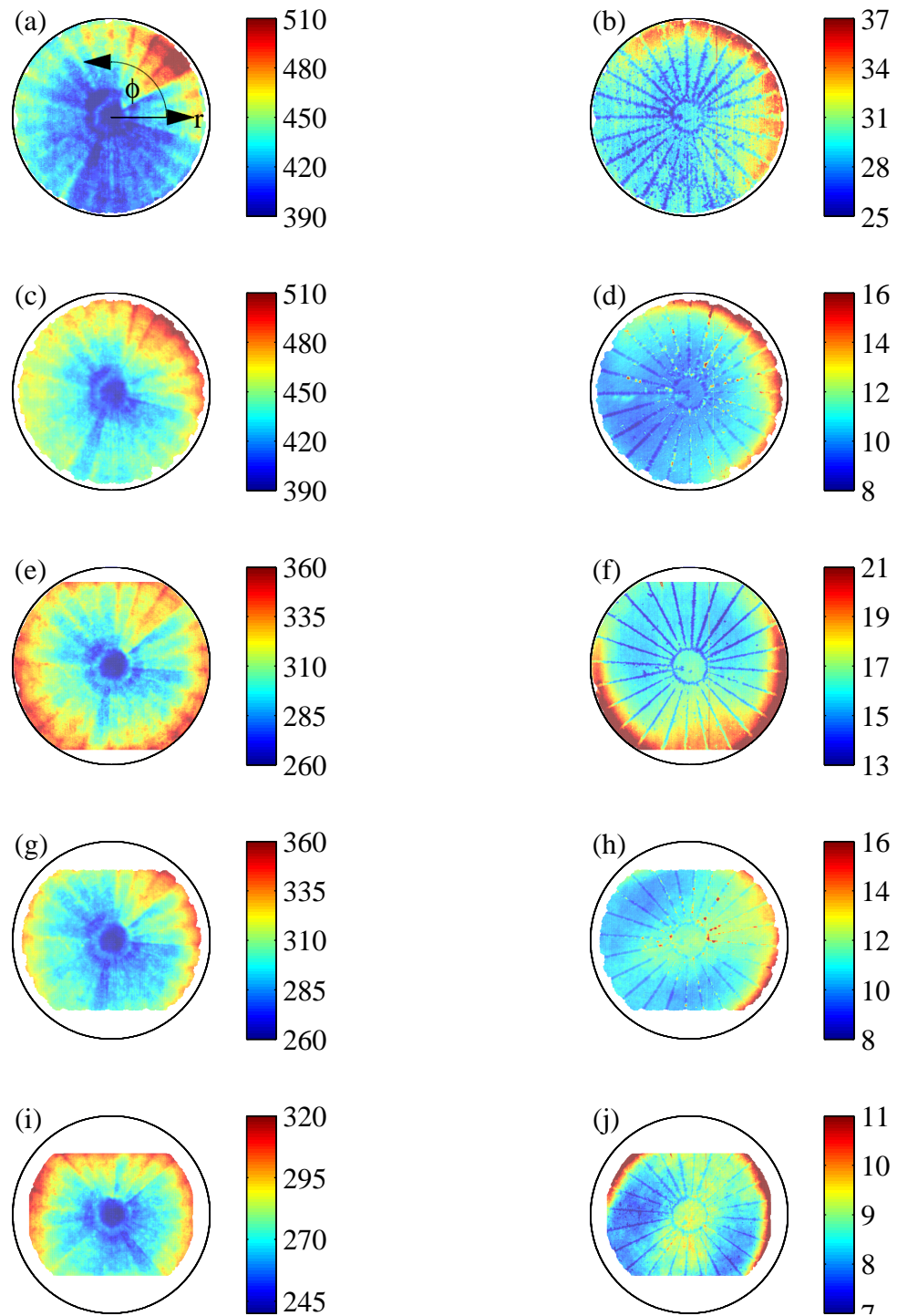


Abb. 32 – Räumliche Verteilung des Mittelwertes $\langle Nu(r, \phi, t) \rangle_t$ (a,c,e,g,i) und der Standardabweichung $\sigma_{Nu}(r, \phi)$ (b,d,f,h,j) des dimensionslosen Wandwärmestromes auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.13; 1.43$ bei $Ra = 4 \cdot 10^{11}$, $\Gamma = 1.75; 2.00$ bei $Ra = 1.3 \cdot 10^{11}$ und $\Gamma = 2.40$ bei $Ra = 8.8 \cdot 10^{10}$. Die Verteilungen der Wandwärmestromdichte für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.75; 2.00; 2.40$ sind aufgrund des begrenzten Sichtfeldes der Kamera beschnitten.

einer Erhöhung des Aspektverhältnisses auf $\Gamma = 1.43$ und einer Konstanz der *Rayleigh*-Zahl (Abbildungen 32(c) und (d)) bleibt der charakteristische Bereich des erhöhten Wandwärmestromes im äußeren Bereich der Heizplatte bestehen, welcher mit dem Aufprall der großskaligen Strömung korreliert. Die Ausdehnung der Aufprallregion in azimuthaler Richtung nimmt jedoch erkennbar von 103° auf circa 160° . Des Weiteren sinkt die Standardabweichung um circa 50 %, wobei der Bereich erhöhter Standardabweichung in azimuthaler Richtung nahezu unverändert bleibt. Eine mögliche Ursache dieses Verhaltens ist die "Deformation" der großskaligen Strömung in Folge der unterschiedlichen horizontalen und vertikalen Ausdehnungen, welche die Lage der globalen Strömung stabilisiert. Mit der weiteren Erhöhung des Aspektverhältnisses auf $\Gamma = 1.75$ ($Ra = 1.3 \cdot 10^{11}$) ändert sich sowohl die Verteilung des lokalen Wandwärmestromes, als auch dessen Fluktuationen signifikant. Die Verteilung des zeitlichen Mittelwertes (Abbildung 32(e)) weist einen nahezu azimuthal gleich verteilten Wandwärmestrom auf, wobei sich in der Standardabweichung (Abbildung 32(f)) zwei räumlich getrennte Regionen mit lokalen Maxima ausbilden. Diese Bereiche befinden sich in der Nähe der Seitenwand bei $r \geq 0.65R$ und $-170^\circ \leq \phi \leq -114^\circ$ sowie $r \geq 0.66R$ und $-61^\circ \leq \phi \leq 17^\circ$. Diese Beobachtungen weisen auf eine erste grundlegende Änderung der globalen Strömungsstruktur hin, die direkt an den Wärmetransport gekoppelt ist. Aufgrund der guten Durchmischung in den äußeren Bereichen ist ein Zerfall des großskaligen Wirbels in zwei kleinere Wirbel mit gegenläufigem Drehsinn denkbar, wobei die Luft im Zentrum aufsteigt und in der Nähe der Seitenwand auf die Heizplatte trifft. Es ist davon auszugehen, dass dieser Zustand mit einem steigenden Aspektverhältnis immer wahrscheinlicher wird. Zur selben Zeit verkleinert sich das Sichtfeld der Wärmebildkamera, welches eine weitere Untersuchung des äußeren Bereiches verhindert. Ansatzweise ist jedoch eine Zunahme des Wandwärmestromes in die Richtung des Zentrums der Heizplatte bei den Aspektverhältnissen $\Gamma = 2.00$ (Abbildung 32(g)) und $\Gamma = 2.40$ (Abbildung 32(i)) erkennbar. Gleichzeitig bildet sich eine Region erhöhter Standardabweichung entlang einer Achse durch das Zentrum der Heizplatte aus, wobei die Standardabweichung aufgrund der Abnahme der *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 1.3 \cdot 10^{11}$ auf $Ra = 8.8 \cdot 10^{10}$ weiterhin absinkt. Die Präsenz der räumlich getrennten lokalen Maxima entlang dieser Achse und in der Nähe der Seitenwand lässt

eine zweite Änderung in der globalen Strömungsstruktur vermuten. Bei Aspektverhältnissen von $\Gamma \geq 2$ ist die Ausbildung von zwei großskaligen Zirkulationen wahrscheinlich (Bailon-Cuba et al., 2010), die, unter der Annahme von perfekten thermischen und geometrischen Randbedingungen, in zwei stabilen Zuständen mit unterschiedlicher Drehrichtung vorliegen können. Aufgrund des gesteigerten lokalen Wärmetransportes in Folge der Verwirbelung beim Auftreffen der großskaligen Wirbel lässt sich eindeutig der Zustand der globalen Strömung bestimmen.

Mit den vorliegenden Messdaten ist erstmalig ein experimenteller Zugang zu der zeitlichen Entwicklung des Wandwärmestromes in seiner Abhängigkeit zu der Lage der globalen Zirkulationsströmung möglich. Die vorangegangene Diskussion hat gezeigt, dass die zeitlichen Mittelwerte des thermischen Fußabdruckes eine Aussage über den Zustand der globalen Strömungsstruktur liefern können. Unter Verknüpfung dieser beiden Tatsachen wird im Folgenden der momentane Zustand der globalen Strömung anhand der momentanen Verteilungen des Wandwärmestromes bestimmt. In diesem Zusammenhang werden die Erkenntnisse aus der Diskussion der räumlichen Verteilung der zeitlichen Mittelwerte angewendet, die eine Identifizierung des Strömungszustandes ermöglichen. Hierbei zeichnet sich eine Ein-Rollenstruktur durch ein Maximum in der Nähe der Seitenwand aus. Bei dem Zerfall dieser Ein-Rollenstruktur ergeben sich in Folge einer Zwei-Rollenstruktur zwei lokale Maxima des Wandwärmestromes in der Nähe der Seitenwand beziehungsweise eine geschlossene Region des erhöhten Wandwärmestromes entlang einer Achse durch den Mittelpunkt der Heizplatte. Die Analyse des momentanen Wandwärmestromes erfolgt entlang eines azimuthalen Profiles am Rand des Sichtfeldes der Wärmebildkamera. In Folge der verschiedenen Strömungszustände weist dieses Profil entweder ein ausgeprägtes Maximum und Minimum im Fall der Ein-Rollenstruktur auf oder zwei lokale Maxima und Minima im Fall der Zwei-Rollenstruktur. Bei der Untersuchung der Daten hat sich gezeigt, dass die beschriebene Vorgehensweise am besten auf Basis der räumlichen Verteilungen der Fluktuationen des Wandwärmestromes Nu' funktioniert.

$$Nu'(r, \phi, t) = Nu(r, \phi, t) - \langle Nu(r, \phi, t) \rangle_{t=5h} \quad (59)$$

In den Abbildungen 33(a)-(c) sind die momentanen räumlichen Verteilungen der Fluktuationen für das Aspektverhältnis $\Gamma = 1.75$ und der *Rayleigh-*

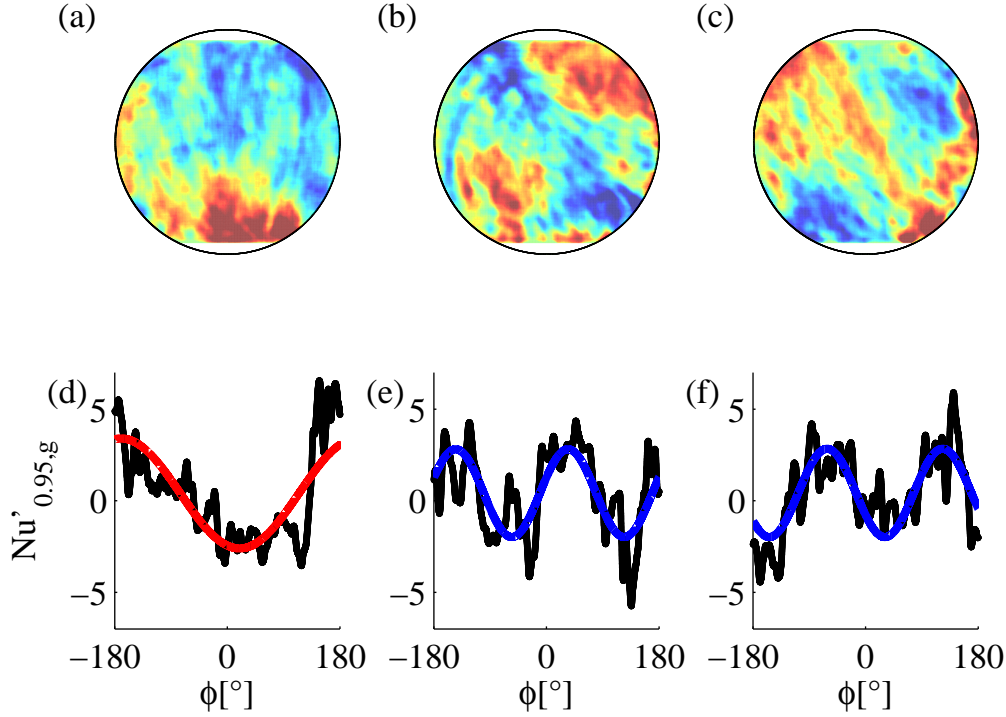


Abb. 33 – (a)-(c) Räumliche Verteilung der Fluktuation der dimensionslosen Wandwärmestromdichte $Nu'_{0.95,g}(r, \phi, t)$ zu verschiedenen Zeitpunkten, siehe Gleichung (60), für $Ra = 1.3 \cdot 10^{10}$ und $\Gamma = 1.75$. (d)-(f) Azimutales Profil der Fluktuationen des dimensionslosen Wandwärmestromes Nu' (—) in einer Entfernung von 95 % des Heizplattenradius. (—) und (—) entsprechend einem Fit an das gemessene azimutale Profile der Fluktuationen Nu' einer Sinusfunktion mit der Wellenzahl 1 beziehungsweise 2.

Zahl $Ra = 1.3 \cdot 10^{11}$ für drei verschiedene, willkürlich gewählte, Zeitschritte dargestellt. Um aussagekräftige Ergebnisse bezüglich der Lage der globalen Strömungsstruktur zu erhalten wird ein gleitender Mittelwert über die Fluktuationen des Wandwärmestromes über N Umläufe der großskaligen Strömung, siehe Gleichung (54), gebildet.

$$Nu'_g(r, \phi, t) = \frac{1}{Nt_o} \sum_{\tau_m=t}^{t+Nt_o} Nu'(r, \phi, \tau_m) \quad (60)$$

Die entsprechenden azimutalen Profile zu den einzelnen Zeitschritten $Nu'_{0.95,g}(\phi) = Nu'_g(r = 0.95R, \phi)$ sind in den Abbildung 33(d)-(f) gezeigt. Die Anzahl der Maxima beziehungsweise Minima in diesen Profilen wird durch eine Sinusfunktion mit der Wellenzahl $k = 1$ oder $k = 2$ bestimmt. Die Höhe der Abweichung der gefitteten Sinusfunktionen ξ_k von

den Messdaten dient als Maß für die Abbildungsqualität der jeweiligen Sinusfunktion.

$$\xi_k = Nu'_{0.95,g}(\phi) - c_1 - c_2 \sin(c_3 + k\phi) \quad (61)$$

Anhand dieser Abweichung wird ein Entscheidungskriterium \mathcal{K} zur Bestimmung des Strömungszustandes definiert, wobei eine Ein-Rollenstruktur vorliegt, wenn die Standardabweichung von σ_{ξ_1} minimal ist oder eine Zwei-Rollenstruktur, wenn die Standardabweichung von σ_{ξ_2} minimal ist.

$$\mathcal{K} = \begin{cases} 1, \min(\sigma_{\xi_k}) = \sigma_{\xi_1} \\ 2, \min(\sigma_{\xi_k}) = \sigma_{\xi_2} \end{cases} \quad (62)$$

Die beschriebene Vorgehensweise wurde auf die folgenden Datensätze $\Gamma = 1.13; 1.43; 1.75; 2.00; 2.40; 3.00$ angewendet, wobei die Länge des gleitenden Mittelwertes in Einheiten der Umlaufzeit des größten Wirbels variiert wurde. Auf Basis dessen und der Abtastrate ergibt sich die Lebensdauer der Ein-Rollenstruktur τ_1 und der Zwei-Rollenstruktur τ_2 . Die relative Lebensdauer der Ein-Rollenstruktur $\tau_{r1} = \tau_1 / (\tau_1 + \tau_2)$ beziehungsweise der Zwei-Rollenstruktur $\tau_{r2} = \tau_2 / (\tau_1 + \tau_2)$ vermittelt einen Eindruck über den dominierenden Strömungszustand.

Die Abbildung 34 zeigt die relative Lebensdauer beider Strömungsformen für verschiedene Aspektverhältnisse Γ . Es hat sich herausgestellt, dass eine Variation der Länge des gleitenden Mittelwertes zwischen $0.5 \leq N \leq 3$ nur einen unwesentlichen Einfluss auf das Ergebnis der Lebensdauer hat. Der Übergang zwischen den beiden Strömungszuständen erfolgt wie erwartet kontinuierlich und nicht sprunghaft. Das kritische Aspektverhältnis für den Zerfall der Ein-Rollenstruktur und die Präsenz der Zwei-Rollenstruktur wird an der Stelle im Γ -Parameterraum definiert, an der beide Strömungsstrukturen mit gleich hoher Wahrscheinlichkeit auftreten. Eine kubische Interpolation der relativen Lebensdauern in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis liefert einen Wert für das kritische Aspektverhältnis von $\Gamma_{c,1} = 1.65$. Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Abschätzung von (du Puits et al., 2007a), die einen Wert von 1.68 anhand der horizontalen Geschwindigkeitskomponente in der Nähe der Kühlplatte experimentell bestimmten. Hierbei wurde vermutet, dass eine sprunghafte Änderung der horizontalen Geschwindigkeit von einem Aspektverhältnis $\Gamma = 1.47$ zu $\Gamma = 1.89$ mit einer Änderung der globalen Strömungsstruktur

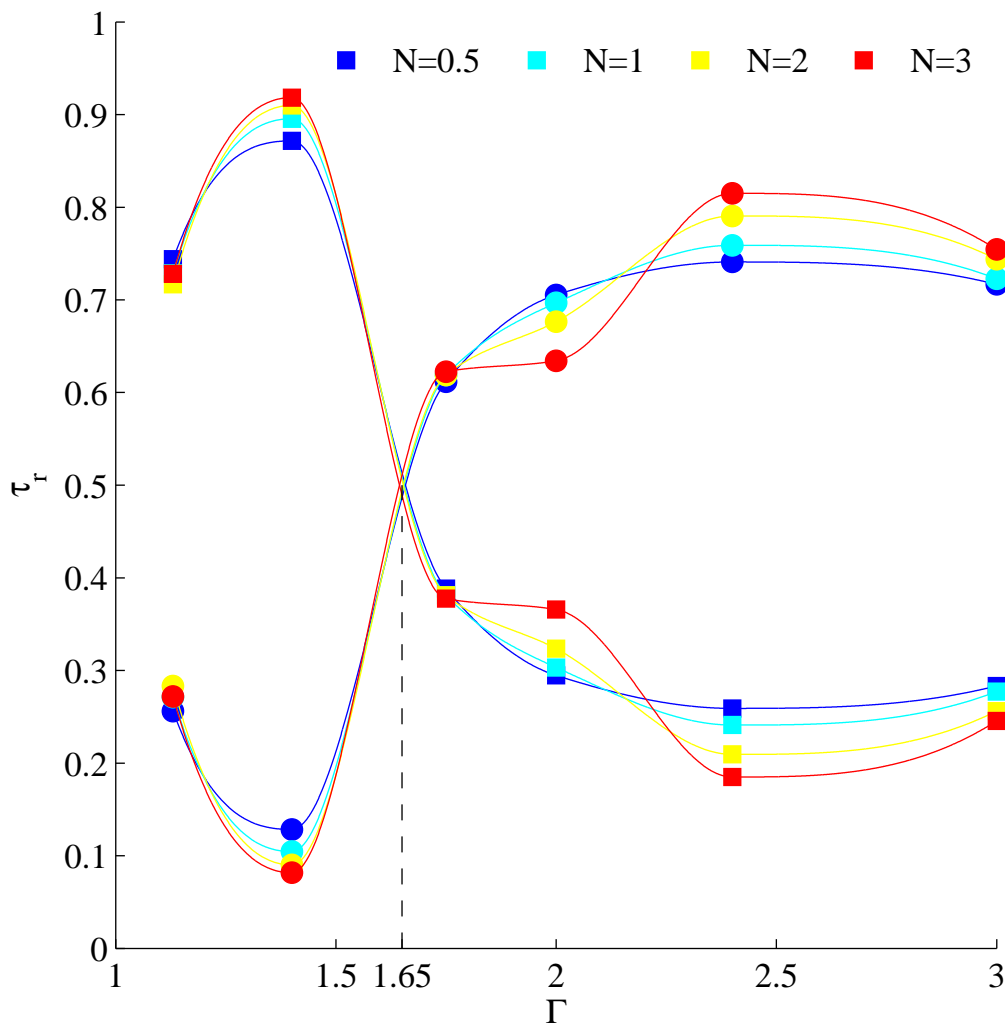


Abb. 34 – Relative Lebensdauer τ_r der Ein-Rollen- (■) beziehungsweise Zwei-Rollenstruktur (●) für verschiedene Aspektverhältnisse Γ und Länge der gleitenden Mittelwerte N .

einhergeht. Auf Basis einer linearen Interpolation zwischen den gemessenen horizontalen Geschwindigkeiten wurde die erste Abschätzung für den Zerfall des großskaligen Wirbels in zwei kleinere Wirbel durchgeführt. Die Ergebnisse der direkten numerischen Simulation von (Bailon-Cuba et al., 2010) reihen sich sehr gut in das physikalische Bild des Zerfalls der großskaligen Strömung ein. Sie beobachteten anhand der numerischen Daten des globalen Wärmestromes, ein Zusammenbruch der großskaligen Zirkulation bei einem Aspektverhältnis von $\Gamma = 2.5$ für eine *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 10^7$. Bei einer Erhöhung der *Rayleigh*-Zahl auf $Ra = 10^8$ stellten sie eine Verkleinerung des kritischen Aspektverhältnisses $\Gamma = 2.25$ fest. Unter

Berücksichtigung dieser Abhängigkeit kann eine Extrapolation in Richtung hoher *Rayleigh*-Zahl $Ra = 10^{11}$ durchgeführt werden, wobei sich ein kritisches Aspektverhältnis von $\Gamma = 1.5$ ergibt. In Anbetracht der Extrapolation auf Grundlage von nur zwei Messpunkten, stellt dieses Ergebnis dennoch eine gute Übereinstimmung zu den experimentellen Resultaten dar.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die erhöhte Lebensdauer der Zwei-Rollenstruktur bei $\Gamma = 1.13$ auf die hohe Dynamik der Strömung zurückzuführen ist, wobei sich temporär ein azimuthales Profil des Wandwärmestromes ergibt, welches einer Pseudo-Zwei-Rollenstruktur entspricht. Es ist jedoch unwahrscheinlich, dass sich zwei stabile gegenläufige Wirbel auf großen Skalen in diesem Parameterbereich ausbilden. In ähnlicher Art und Weise ergibt sich eine erhöhte Lebensdauer von Ein-Rollenstrukturen bei $\Gamma = 3.00$, welche zum einen auf einen häufigen Wechsel der Zwei-Rollenstruktur mit einem geänderten Drehsinn und zum anderen auf den kleineren Sichtbereich der Wärmebildkamera zurückzuführen ist.

Weitere Erkenntnisse über die Dynamik der globalen Strömung lassen sich aus der zeitlichen Analyse des lokalen Wandwärmestromes im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* gewinnen. Die Abbildung 35 zeigt die Autokorrelationen eines ausgewählten Sensors bei den verschiedenen Aspektverhältnissen.

$$R_{aa}(\tau) = \frac{\langle \dot{q}'_{WSS}(t) \dot{q}'_{WSS}(t + \tau) \rangle}{\langle \dot{q}'_{WSS}(t)^2 \rangle} \quad (63)$$

Die Berechnung erfolgt unter Verwendung der zeitlichen Fluktuation des Sensorsignales $\dot{q}_{WSS}(t)' = \dot{q}_{WSS}(t) - \langle \dot{q}_{WSS}(t) \rangle_{t=6h}$, wobei die Koeffizienten der Autokorrelation auf die Varianz des Signals normiert sind. Zur besseren Vergleichbarkeit der verschiedenen Aspektverhältnisse ist die Korrelationszeit auf die Umlaufzeit des größten Wirbels t_o bezogen. Des Weiteren sind die Signale der Autokorrelation mit einem konstanten Abstand von 0.5 dargestellt. Auch im lokalen Wandwärmestrom im Zentrum der Heizplatte sieht man eine klare Transition zwischen $\Gamma = 1.43$ und $\Gamma = 1.75$, sowie zwischen $\Gamma = 2.40$ und $\Gamma = 3.00$. Das Ergebnis bestätigt qualitativ das gefundene kritische Aspektverhältnis $\Gamma_{c,1} = 1.65$. Während die Autokorrelationen für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.13$ und $\Gamma = 1.43$ unverzüglich gegen Null konvergieren, ist eine Intermittenz ab $\Gamma = 1.75$ erkennbar. Diese Beobachtung, die damit aus zwei voneinander unabhängigen Mes-

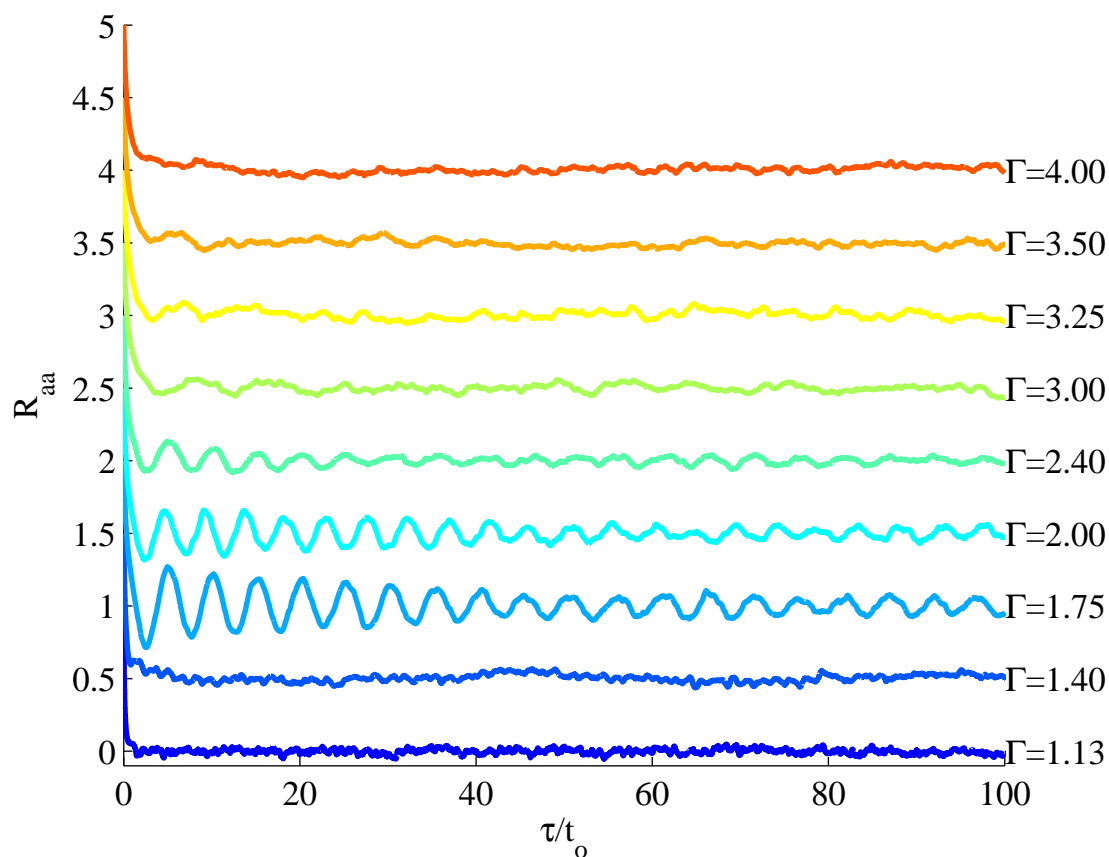


Abb. 35 – Autokorrelation der Signale der Wärmestromsensoren im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* für verschiedene Aspectverhältnisse Γ . Die Korrelationszeit τ ist bezogen auf die Umlaufzeit t_o eines großen Wirbels und die Signale sind mit einem vertikalen Abstand von 0.5 zur besseren Übersicht dargestellt.

sungen bestätigt wird, weist auf eine qualitative Zustandsänderung der globalen Strömung in einem Bereich von $1.40 \leq \Gamma \leq 1.75$ hin. Mit weiter zunehmenden Aspectverhältnis klingt die Intermittenz ab, die durch eine Periodizität von circa $5t_o$ gekennzeichnet ist.

Eine tiefer gehendes Verständnis dieses zeitlichen Verhaltens liefert die Untersuchung der zeitlichen Korrelationen an verschiedenen Punkten der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses*. In diesem Zusammenhang wird ein azimuthales Profil des Wandwärmestromes in einem festen radialen Abstand betrachtet, siehe Abbildung 36. Der maximale radiale Abstand ist limitiert durch den Sichtbereich der Wärmebildkamera, wobei $r = 0.35R$ den maximalen Sichtbereich bei $\Gamma = 4.00$ markiert. Im Folgenden wird die Kreuzkorrelation von den zwei Zeitsignalen berechnet, die sich um 180° versetzt auf dem azimuthalen Profil befinden. Hintergrund dieser Betrachtung stellt

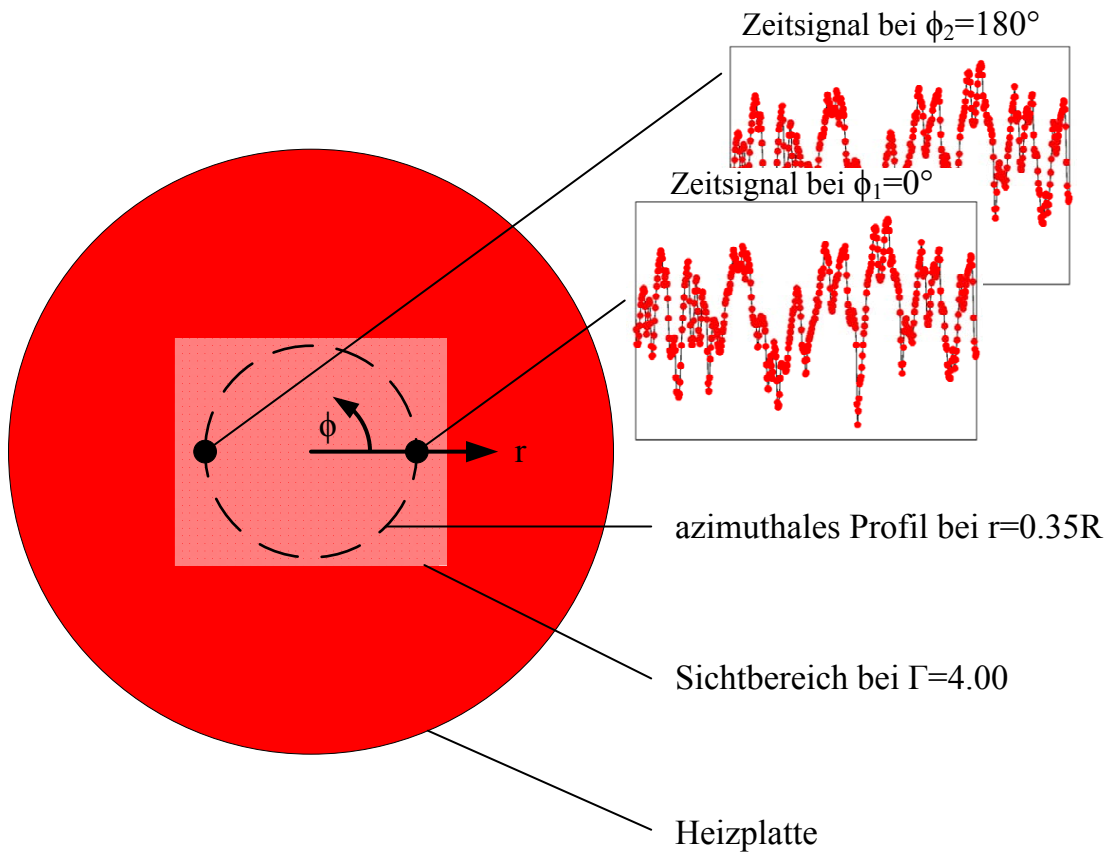


Abb. 36 – Schematische Darstellung zur Berechnung Kreuzkorrelation, siehe Gleichung 64, zwischen zwei Zeitsignalen der dimensionslosen Wandwärmestromdichte auf der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* auf einem azimuthalen Profil mit dem Radius $r = 0.35R$ und einer festen Verschiebung von $\phi_2 - \phi_1 = 180^\circ$

die Untersuchung des Stagnationsbereiches beim Auftreffen beziehungsweise des Ablösebereiches beim Aufsteigen der großskaligen Strömung dar. Diese Gebiete bilden sich bei einer Zwei-Rollenstruktur entlang einer Achse aus, die durch das Zentrum der Heizplatte verläuft (siehe Abbildungen 33(b) und (c)). Wenn sich die entsprechenden Signalpaare der Fluktuation des Wandwärmestromes auf der Stagnations- oder Ablöselinie befinden, sollten sie eine erhöhte Korrelation aufweisen. Im Gegensatz dazu sinkt die Korrelation auf Null, wenn die beiden Zeitsignale jeweils im Zentrum einer der großskaligen Wirbel der Zwei-Rollenstruktur angeordnet sind.

$$R_{ab}(\phi, \tau) = \frac{\langle Nu'(\phi, r = 0.35R, t) Nu'(\phi + 180^\circ, r = 0.35R, t + \tau) \rangle}{\langle Nu'(\phi, r = 0.35R, t) Nu'(\phi + 180^\circ, r = 0.35R, t) \rangle} \quad (64)$$

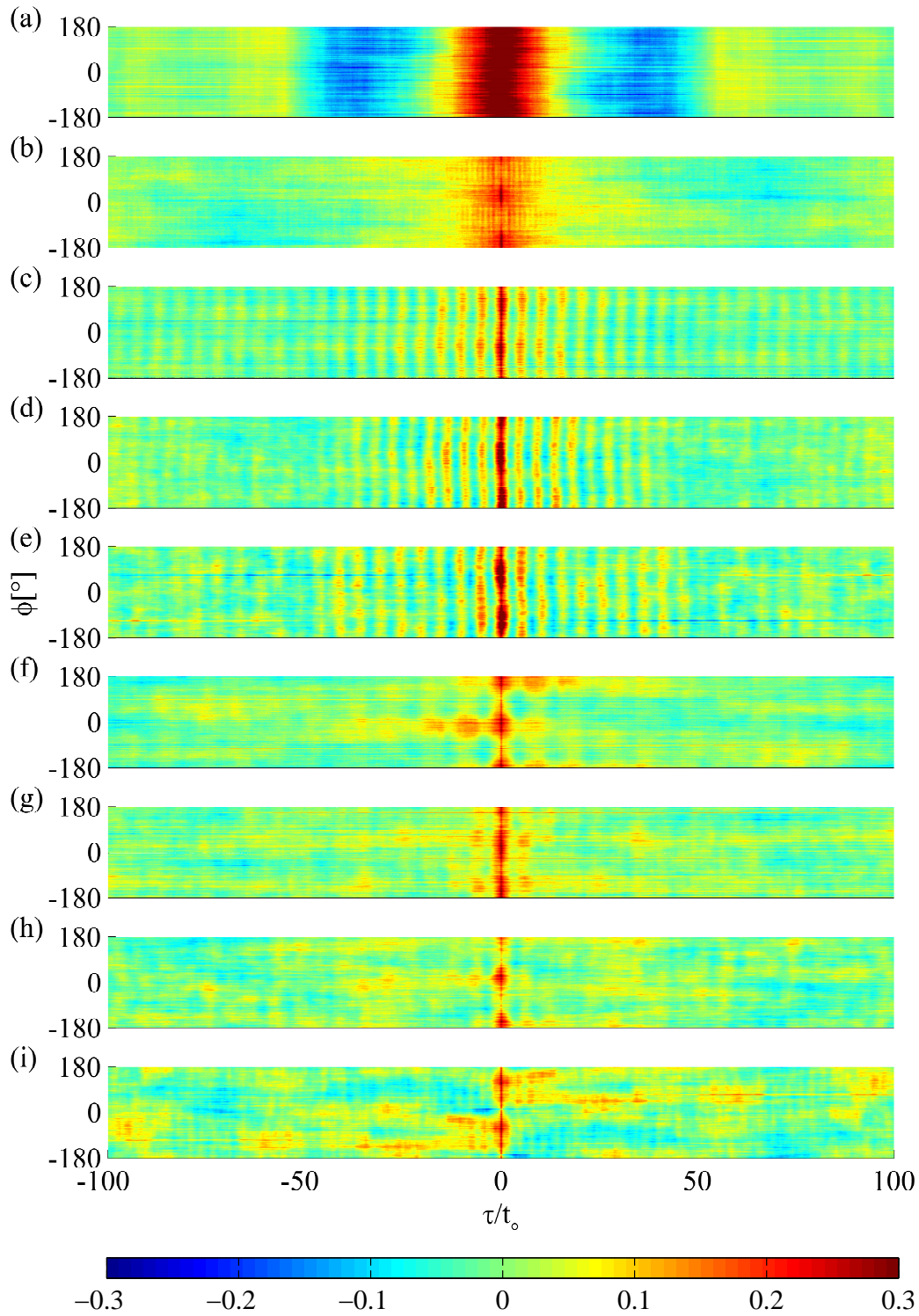


Abb. 37 – Normierte Kreuzkorrelation des lokalen Wandwärmestromes im Zentrum des *Ilmenauer Fasses* auf einem azimuthalen Profil entlang $r = 0.35R$ entsprechend der Gleichung (64) für verschiedene Aspektverhältnisse (a)-(i) $\Gamma = 1.13; 1.43; 1.75; 2.00; 2.40; 3.00; 3.25; 3.50; 4.00$. Die Korrelationszeit τ ist bezogen auf die Umlaufzeit t_0 eines großen Wirbels.

Die Abbildungen 37(a)-(i) zeigen die zweidimensionale Verteilung der Koeffizienten der Kreuzkorrelation $R_{ab}(\phi, \tau)$ für die Aspektverhältnisse $1.13 \leq \Gamma \leq 4.00$, wobei die Korrelationszeit auf die Umlaufzeit des größten Wirbels, siehe Gleichung (54), normiert ist.

Die Verteilungen für die Aspektverhältnisse $\Gamma = 1.13$ und $\Gamma = 1.43$ weisen eine gleich verteilte Korrelation des Wandwärmestromes in horizontaler Raumrichtung auf, wobei das Maximum bei $\tau/t_0 = 0$ zu finden ist. Diese Charakteristik lässt eine wechselnde Anströmungsrichtung vermuten, wobei es keine Vorzugsrichtung gibt. Ab Aspektverhältnis $\Gamma = 1.75$ ist das Einsetzen von Intermittenz erkennbar, welches bereits in der Autokorrelation der Wärmestromsensoren beobachtet wurde. Die charakteristische Zeit dieser Intermittenz beträgt ebenfalls etwa das Fünffache der Umlaufzeit des größten Wirbels. Des Weiteren ist nahezu eine Gleichverteilung der Korrelationskoeffizienten entlang des azimuthalen Profils erkennbar. Mögliche Ursache dessen können einerseits durch eine kontinuierliche Präzessionsbewegung der Zwei-Rollenstruktur andererseits durch einen permanenten Wechsel der horizontalen Drehrichtung der beiden größten Strömungsstrukturen erklärt werden. Einen exakten Nachweis kann jedoch nur das dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld liefern. Auf Basis der zeitlichen Abfolge der Fluktuationen des Wandwärmestromes ist ein stetiger Wechsel von der Stagnations- und der Ablöselinie entlang einer Achse durch das Zentrum der Heizplatte ersichtlich, welches die zweite Vermutung bekräftigt. Beide Strömungszustände sind in den Abbildungen 38(a) und (b) als schematische Darstellung gezeigt. Die Verteilungen in den Abbildungen 38(c) und (d) entsprechen den momentanen Fluktuation der dimensionslosen Wandwärmestromdichte zu verschiedenen Zeitpunkten bei einem Aspektverhältnis von $\Gamma = 1.75$ und einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 1.3 \cdot 10^{10}$ und verdeutlichen die Lage der großskaligen Zirkulationen im Raum.

Bei einer weiteren Zunahme des Aspektverhältnisses von $\Gamma = 2.40$ (Abbildung 37(e)) zu $\Gamma = 3.00$ (Abbildung 37(f)) reduziert sich die Intermittenz. Weiterhin bilden sich die zwei lokalen Maxima bei $\tau/t_0 = 0$ aus, welche auf eine stabile Lage der Zwei-Rollenstruktur über mehrere Umlaufzeiten der großskaligen Wirbel hinweisen. Aufgrund dieser Beobachtung ist ein zweites kritisches Aspektverhältnis zwischen $2.40 \leq \Gamma \leq 3.00$ zu vermuten, wobei eine Stabilisierung der Zwei-Rollenstruktur mit Hinblick

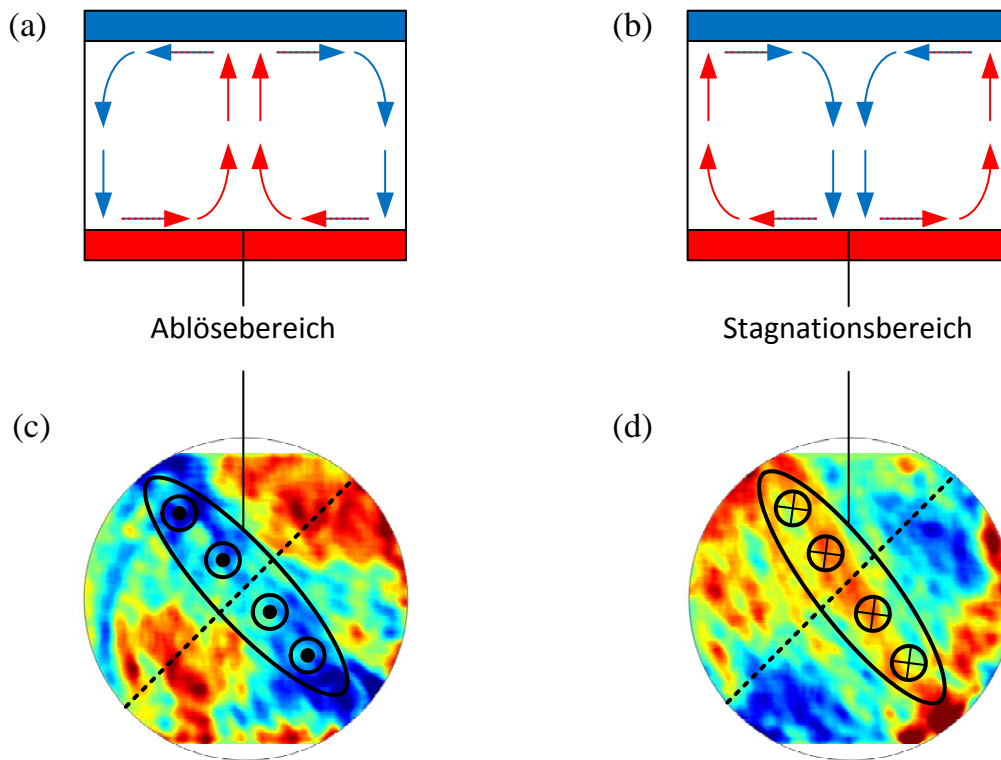


Abb. 38 – (a) und (b) Schematische Darstellung der möglichen Zustände der Zwei-Rollenstruktur nach dem Zerfall der Ein-Rollenstruktur. (c) und (d) zeigen die zugehörigen Verteilungen der momentanen Fluktuationen der dimensionslosen Wandwärmestromdichte bei $\Gamma = 1.75$ und $Ra = 1.3 \cdot 10^{10}$.

auf den Drehsinn und die Lage eintritt. Eine ähnliche Annahme wurde bereits von (du Puits et al., 2007a) getroffen, die das Zeitsignal der horizontalen Geschwindigkeit unterhalb der Heizplatte für verschiedene Aspektverhältnisse untersuchten. Hierbei wurde eine sprunghafte Änderung des horizontalen Winkels der Hauptströmungsrichtung mit steigendem Aspektverhältnis festgestellt. Diese Beobachtung erfolgt für eine Änderung des Aspektverhältnisses von $\Gamma = 3.15$ zu $\Gamma = 4.06$. Unter Zuhilfenahme einer linearen Interpolation des Winkels der Hauptströmungsrichtung berechneten sie ein kritisches Aspektverhältnis von $\Gamma_{c,2} = 3.66$, welches den aktuellen Messungen widerspricht.

Zur näheren Betrachtung sei auf die Arbeit von (Koerner et al., 2013) verwiesen, die ebenfalls eine Zustandsänderung der globalen Strömungsstruktur in gemischter Konvektion feststellten. In dieser Konvektionszelle wird komprimiertes Schwefelhexafluorid von unten beheizt, wobei kontinuierlich kaltes Schwefelhexafluorid unterhalb der Deckenplatte aus ent-

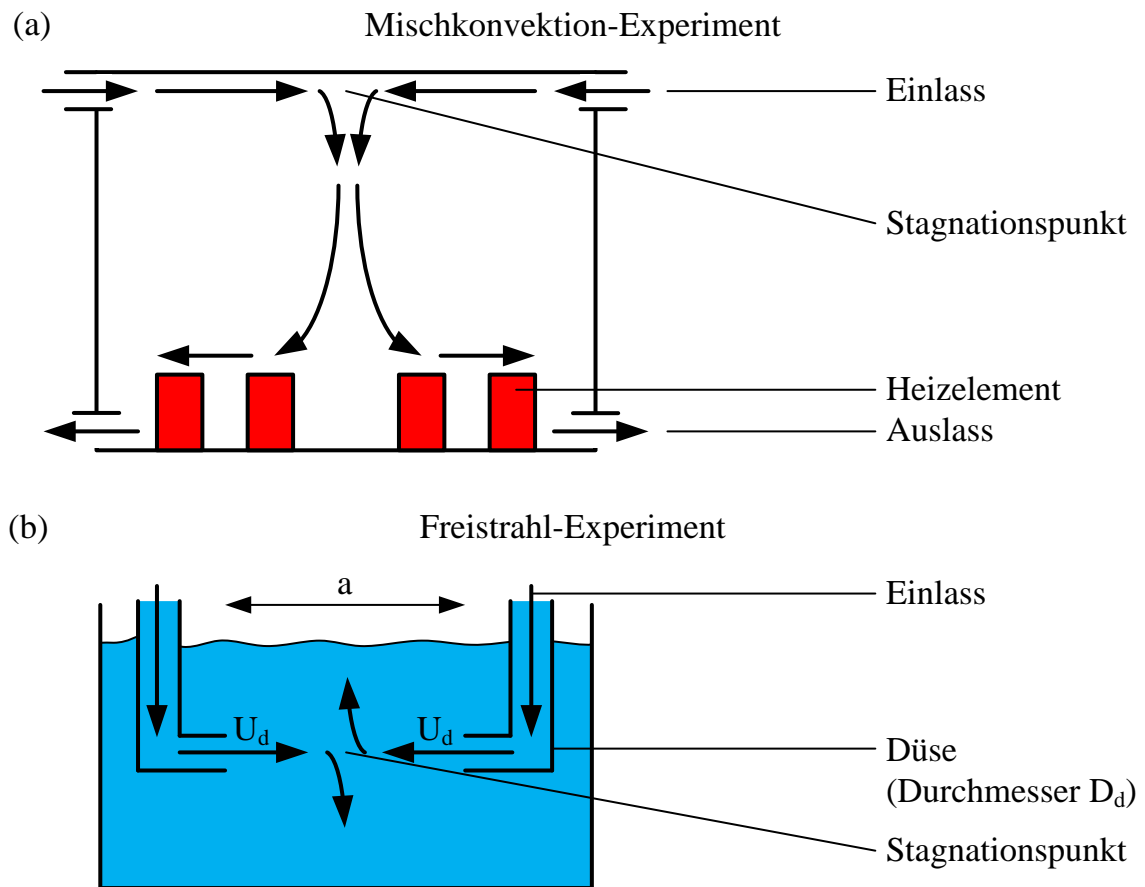


Abb. 39 – Schematische Darstellung des (a) experimentellen Aufbaus der Mischkonvektion von (Koerner et al., 2013) mit komprimiertem Schwefelhexafluorid und (b) des Freistrah-Experimentes von (Denshchikov et al., 1978) im Wasser.

gegengesetzten Richtungen in den Untersuchungsraum strömt. Die Abbildung 39(a) zeigt schematisch den Aufbau der Konvektionszelle im Querschnitt. Bei einer Erhöhung der Einstömgeschwindigkeit wurde eine Destabilisierung der globalen Strömungsstruktur beobachtet. Die Ursache dieser Destabilisierung wird, laut (Koerner et al., 2013), vermutlich durch eine selbst induzierte Oszillation der Wandstrahlen hervorgerufen. Die entgegengerichteten Wandstrahlen in der Zelle der gemischten Konvektion haben in diesem Zusammenhang eine Ähnlichkeit mit zwei entgegengerichteten Freistrahlen. (Denshchikov et al., 1978) untersuchten experimentell das Aufprallverhalten zweier entgegengerichteter Freistrahlen im Wasser. Der Querschnitt des verwendeten experimentellen Aufbaus ist in der Abbildung 39(b) schematisch dargestellt. Im Fall einer symmetrischen Anordnung beider Düsen wird eine *Reynold*-Zahlen anhand des

Düsendurchmessers D_d und der Düsenaustrittsgeschwindigkeit U_d formuliert $Re = U_d D_d / \nu$, wobei ν der kinematische Viskosität von Wasser entspricht. Bei kleinen *Reynolds*-Zahl und hinreichendem Abstand der Düsen $s < 80D_d$ werden die beiden Freistrahlen bei $s/2$ abgebremst und das Fluid gleichmäßig in alle Raumrichtungen umgelenkt, wobei sich die beiden Freistrahlen stabil im Raum anordnen. Bei einer sukzessiven Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit U_d wurde eine Destabilisierung des Stagnationsbereiches festgestellt. Das Einsetzen dieser Instabilität wurde bei einer *Reynolds*-Zahl zwischen $90 \leq Re \leq 100$ beobachtet. Hierbei werden vermutlich die Freistrahlen durch einen Druckanstieg im Stagnationsbereich in entgegengesetzte Richtung abgelenkt. Infolgedessen sinkt der Druck in der halben Entfernung $s/2$ zwischen den Düsen, so dass die abgelenkten Freistrahlen wieder in den Bereich des Zusammenstoßes wandern. Der Druck in diesem Bereich beginnt wieder zusteigen und aufgrund der Trägheit der Fluidteilchen werden die Freistrahlen in die andere Richtung als zuvor abgelenkt. Die Periodizität dieses Prozesses hängt zum einen von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit U_d und zum anderen von dem Abstand der Düsen zueinander ab (Denshchikov et al., 1983).

Auf Basis dessen ist zu vermuten, dass die Stabilität der beobachteten Zwei-Rollenstruktur im *Ilmenauer Fass* von der charakteristischen Geschwindigkeit der großskaligen Wirbel abhängt. In der Regel wird für dieses Problem eine *Reynolds*-Zahl formuliert, die das Strömungsfeld eindeutig bestimmt. Im dem Fall der Rayleigh-Bénard Konvektion ist die Formulierung einer *Reynolds*-Zahl zum Vergleich der Daten der Mischkonvektion beziehungsweise des Experimentes der entgegengerichteten Freistrahlen nicht möglich. Nichtsdestotrotz lässt sich die charakteristische *Reynolds*-Zahl der großskaligen Strömung in Form eines Skalengesetzes mit den Eingangsparametern verknüpfen. In der Schlussfolgerung bedeutet, dass die zweite Zustandsänderung nicht durch eine Änderung des Aspektverhältnisses sondern durch eine Änderung der *Rayleigh*-Zahl verursacht wird. Die Messungen von (du Puits et al., 2007a) wurden bei einer Variation des Abstandes zwischen der Heiz- und der Kühlplatte vorgenommen, wobei die Temperaturdifferenz konstant bei $\Delta T = 40 \text{ K}$ gehalten wurde. Auf Basis des kritischen Aspektverhältnisses $\Gamma_{c,2} = 3.66$ kann ein Plattenabstand von $H = D/\Gamma_{c,2} = 7.15 \text{ m}/3.66 = 1.95 \text{ m}$ berechnet werden, wobei sich nach Gleichung (16) eine *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 2.2 \cdot 10^{10}$ ergibt. Diese

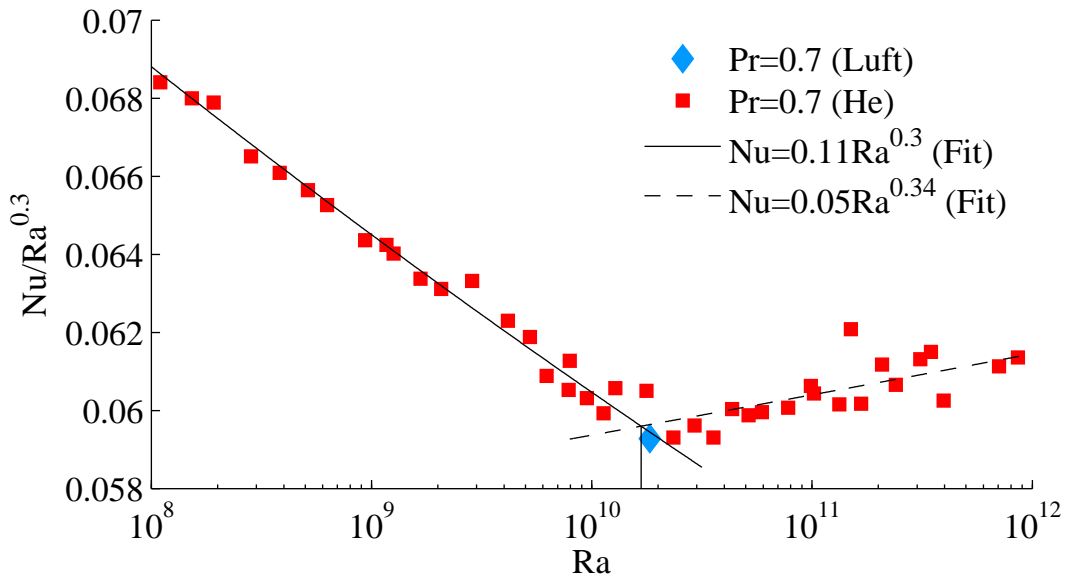


Abb. 40 – Messwerte des dimensionslosen globalen Wärmestromes in kompensierter Form $Nu/Ra^{0.3}$ in der Abhängigkeit von der *Rayleigh*-Zahl für Aspektverhältnis von $\Gamma = 4$ in Luft (\blacklozenge) und im Helium nahe des kritischen Punktes (\blacksquare) (Niemela und Sreenivasan, 2006). Die Skalengesetze wurden abschnittsweise zwischen $10^8 \leq Ra \leq 10^{10}$ und $10^{10} \leq Ra \leq 10^{12}$ bestimmt.

kritische *Rayleigh*-Zahl wird ebenfalls in den vorliegenden Messdaten von $\Gamma = 2.40$ zu $\Gamma = 3.00$ überschritten, wobei eine Stabilisierung der Strömung einsetzt. Die entsprechende *Reynolds*-Zahl unter Verwendung eines Skalengesetzes auf Basis von numerischen Simulationen $Re = 0.25Ra^{0.5}$ (Scheel und Schumacher, 2014) liefert einen Wert von $Re = 3.5 \cdot 10^4$.

In unserem Experiment ist es nicht möglich, die *Rayleigh*-Zahl über mehr als eine Dekade zu variieren und dabei das Aspektverhältnis konstant zu halten. Aus diesem Grund wird für die Analyse auf die Daten von (Niemela und Sreenivasan, 2006) zurückgegriffen. In einem Rayleigh-Bénard Experiment untersuchten sie den globalen Wärmetransport im Helium nahe des kritischen Punktes in einer Konvektionszelle mit dem Aspektverhältnis $\Gamma = 4$ über einen weiten *Rayleigh*-Zahlbereich. Neben den Messungen des globalen Wärmestromes erfolgt die Datenerfassung von zwei Temperatursensoren in der Nähe der Seitenwand. Bei einer Erhöhung der *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 3 \cdot 10^9$ zu $Ra = 6.5 \cdot 10^{11}$ zeigte sich eine signifikante Änderung der Kreuzkorrelationen beider Temperatursensoren. Während bei niedriger *Rayleigh*-Zahl eine wohldefinierte Intermittenz zu erkennen ist, bricht diese für die hohe *Rayleigh*-Zahl zusammen und sinkt auf ein Viertel ihrer Amplitude.

Die Abbildung 40 zeigt die Messwerte des dimensionslosen Wärmestromes in kompensierter Darstellung innerhalb dieser Konvektionszelle. Eindeutig ist eine Änderung der Skalierung des Wärmetransportes in die Richtung größerer Exponenten ersichtlich. Zur Vergleichbarkeit ist der gemessene Wärmestrom im Zentrum der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* dargestellt. Zur Bestimmung der *Rayleigh*-Zahl am Übergang der beiden Konvektionsbereiche wurden zwei Skalierungen entsprechend der Gleichung (19) auf Grundlage der experimentellen Daten bestimmt. Demzufolge ergibt sich eine kritische *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 1.65 \cdot 10^{10}$, die eine Änderung des globalen Wärmetransportes bewirkt. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass bei den Messungen von (Niemela und Sreenivasan, 2006) die *Prandtl*-Zahl zwischen $0.69 \leq Pr \leq 14.72$ im *Rayleigh*-Zahlbereich von $1.1 \cdot 10^8 \leq Ra \leq 2.87 \cdot 10^{13}$ variiert. Eine signifikante Steigerung bei der Änderung der *Rayleigh*-Zahl tritt allerdings erst für $Ra \geq 1.5 \cdot 10^{11}$ auf, welche sich in einer erhöhten Streuung der Messwerte des globalen Wärmestromes äußert. Im Bereich der Änderung des Skalierungsverhaltens findet hingegen nur eine kleine Variation der *Prandtl*-Zahlen zwischen $0.78 \leq Pr \leq 0.93$ statt. Schlussfolgernd kann die Vermutung bestätigt werden, dass die zweite beobachtete Zustandsänderung der globalen Strömungsstruktur durch eine kritische *Rayleigh*-Zahl anstelle eines kritischen Aspektverhältnisses definiert ist, wobei sich dieser Übergang in einem *Rayleigh*-Zahlbereich von $1.6 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 2.2 \cdot 10^{10}$ befindet.

Im vorliegenden Unterkapitel wurde die Wandwärmestromdichte auf Basis von thermografischen Messungen mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung gemessen. Der Vergleich mit den wenigen bestehenden Datensätzen offenbart dabei eine Variation des globalen Wärmestromes von bis zu 35 % bei konstanter *Rayleigh*-Zahl und einer Änderung des Aspektverhältnisses. Diese Beobachtung bestätigt die Vermutung, dass die Präsenz der Seitenwand einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf den globalen Wärmetransport hat. Unter diesem Aspekt scheint die Verifizierung der Theorien zur Modellierung des globalen Wärmetransportes, durch eine horizontal unendlich ausgedehnte Fluidschicht, mit experimentellen Daten einer Konvektionszelle mit dem Aspektverhältnis $\Gamma \leq 1$ fragwürdig. Um die Einflüsse des Aspektverhältnisses zu verstehen, wurden zunächst die experimentellen Daten des lokalen Wandwärmestromes mit den Ergebnissen des globalen Wärmestromes aus der direkten nume-

rischen Simulation verglichen, wobei sich eine gute Übereinstimmung für Aspektverhältnisse $\Gamma \geq 2$ ergab. Die Wärmeströme in Abhängigkeit von dem Aspektverhältnis weisen beide ein charakteristisches Minimum auf, das vermutlich den Zerfall der großskaligen Wirbelstruktur markiert. Zur detaillierten Untersuchung wurden die Verteilungen der Fluktuation der Wandwärmestromdichte zu jedem Zeitpunkt analysiert. Die vorangegangenen Diskussionen zur Variation des lokalen Wandwärmestromes entlang eines großskaligen Wirbels dienen dazu als Grundlage. Durch die Identifikation der vorherrschenden globalen Zirkulationsströmung wurde eine relative Lebensdauer der Ein- beziehungsweise Zwei-Rollenstruktur bei den Aspektverhältnissen zwischen $1.13 \leq \Gamma \leq 3$ im Bezug zu der Messdauer bestimmt. Der Kreuzungspunkt wird als kritisches Aspektverhältnis definiert, so dass die Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen einer Ein- und Zwei-Rollenstruktur gleich groß ist. Auf diese Art wurde ein kritisches Aspektverhältnis von $\Gamma_{c,1} = 1.65$ bestimmt, das sich sehr gut in eine bestehende Abschätzung von (du Puits et al., 2007a) ($\Gamma = 1.68$) einordnet. Unter Berücksichtigung der *Rayleigh*-Zahl reihen sich auch die Ergebnisse der direkten numerischen Simulation von (Bailon-Cuba et al., 2010) in dieses physikalische Bild sehr gut ein. In diesen Daten ist ein Absinken des kritischen Aspektverhältnisses von $\Gamma = 2.5$ auf $\Gamma = 2.25$ mit steigender *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 10^7$ auf $Ra = 10^8$ ersichtlich. Eine Extrapolation in den *Rayleigh*-Zahlenbereich der experimentellen Daten ergibt ein kritisches Aspektverhältnis von $\Gamma = 1.5$, das das Ergebnis der vorliegenden Messdaten bestätigt. Bei einer weiteren Erhöhung des Aspektverhältnisses $\Gamma \geq \Gamma_{c,1}$ sind die Autokorrelationskoeffizienten der Wandwärmestromdichte im Zentrum der Heizplatte stark von Intermittenz geprägt. Diese Periodizität in der Strömung kommt für $\Gamma \geq 3$ zum Erliegen. Ein ähnliches Verhalten wiesen auch die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten in der Nähe der Kühlplatte auf (du Puits et al., 2007a), wobei diese bis zu einem Aspektverhältnis von $\Gamma_{c,2} = 3.66$ beobachtet wurden. Bei einer detaillierten Analyse zeigte sich, dass eine Änderung der Periodizität der globalen Strömung höchst wahrscheinlich durch den thermischen Antrieb gesteuert wird. In den experimentellen Messdaten der Wandwärmestromdichte beträgt die kritische *Rayleigh*-Zahl $Ra = 2 \cdot 10^{10}$, welche mit den Messungen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten bei der *Rayleigh*-Zahl $Ra = 2.2 \cdot 10^{10}$ sehr gut übereinstimmt. Darüber

hinaus wird die Vermutung einer kritischen *Rayleigh*-Zahl zur Steuerung der Intermittenz der globalen Zirkulationsströmung durch globale Wärmestrommessungen im Helium in der Nähe des kritischen Punktes bei einem Aspektverhältnis von $\Gamma = 4$ unterstützt. In der Skalierung der, von (Niemela und Sreenivasan, 2003) gemessenen, globalen Wärmeströme ist eine signifikante Änderung im Exponenten des Skalengesetzes von $\gamma_1 = 0.30$ auf $\gamma_1 = 0.34$ erkennbar, welche bei einer *Rayleigh*-Zahl von $Ra = 1.6 \cdot 10^{10}$ stattfindet. Auf Grund dieser drei unabhängigen Beobachtungen wird vermutet, dass eine zweite Änderung der globalen Strömungsstruktur, mit Hinblick auf die Intermittenz, durch einen Übergang im *Rayleigh*-Zahlbereich zwischen $1.6 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 2.2 \cdot 10^{10}$ gesteuert wird. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass weitere Untersuchungen notwendig sind, wobei insbesondere Trajektorien des Strömungsfeldes in einem Bereich des Aspektverhältnisses zwischen $3 \leq \Gamma \leq 4$ entscheidende Einblicke liefern können.

5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der konvektive Wärmeübergang von einem Festkörper an ein Fluid erforscht. Hierbei wurde der lokale Wandwärmestrom auf der Heizplatte einer Rayleigh-Bénard Konvektionszelle experimentell für verschiedene thermische und geometrische Randbedingungen untersucht.

Erstmalig wurde eine neuartige Messtechnik unter Verwendung einer Wärmebildkamera im Bereich der Rayleigh-Bénard Konvektion angewendet, die die Erfassung des lokalen Wärmestromes an der Grenzfläche zwischen einem Festkörper und einem Fluid mit einer hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung erlaubt. Auf Basis dieser innovativen Messtechnik wurde die Wandwärmestromdichte in einer quasi-zweidimensionalen und einer zylindrischen Konvektionszelle erfasst. Im Fokus dieser experimentellen Arbeiten stand die Änderung der Verteilung des Wandwärmestromes in Abhängigkeit von der *Rayleigh-Zahl* und dem Aspektverhältnis.

Die angewendete Messtechnik basiert auf der Erfassung der Temperaturdifferenz über einen thermischen Widerstand, der flächendeckend auf der Heizplatte des Konvektionsexperimentes *Ilmenauer Fass* aufgebracht ist. Während einseitig die Temperatur durch die Heizplatte geregelt wird, erfolgt die Temperaturmessung der freien Oberfläche mit einer Wärmebildkamera. Die niedrige relative Messunsicherheit des verwendeten Kamerasensors garantiert dabei eine sehr gute Auflösung der Wärmestromdichte mit einer relativen Messunsicherheit von unter einem Prozent. Im Verlauf der Messung zeigte sich eine geringe Störanfälligkeit und gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse. Die hohe absolute Messunsicherheit der Wärmebildkamera erforderte allerdings eine *insitu*-Kalibrierung auf Basis von Dünnsfilmsensoren. Diese Kalibrierung beschränkt die gesamte Messunsicherheit des Verfahrens und ist der zentrale Schlüssel bei der Steigerung der Messgenauigkeit.

In einem ersten Schritt wurde die Evolution der Grenzschicht an der Heizplatte des *Ilmenauer Fasses* in Hinblick auf die lokalen Mechanismen des konvektiven Wärmetransportes untersucht. Um die Kopplung des Wandwärmestromes an das wandnahe Strömungsfeld zu beurteilen, wurde ein planares Strömungsmessverfahren eingesetzt, dass die Fixierung der globalen Zirkulationsströmung im Raum erfordert. Aus diesem Grund wurde die Verteilung der Wärmestromdichte auf der Heizplatte in einer schlanken

rechteckigen Konvektionszelle erforscht. Die Verteilung der zeitlich gemittelten Wandwärmestromdichte über mehrere 100 Umläufe der Zirkulationsströmung offenbarte eine Variation von bis zu 37 % des globalen Wärmestromes in einem *Rayleigh*-Zahlbereich von $1.36 \cdot 10^{10} \leq Ra \leq 5.45 \cdot 10^{10}$. Anhand des wandnahen vertikalen Geschwindigkeitsfeldes wurde die Grenzschicht entlang eines großskaligen Wirbels in drei Teilbereiche untergliedert: die Prallströmung, die das Auftreffen der globalen Strömung auf die Heizplatte beschreibt; das Zentrum, das durch eine plattenparallele Scherströmung gekennzeichnet ist; und die Eckströmung, die das Umlenken des großskaligen Wirbels an der Seitenwand umfasst. Der Exponent γ_1 in der Skalierung des Wärmetransportes $Nu \propto Ra^{\gamma_1}$ variiert auf der Heizplatte von $\gamma_1 = 0.399$ (Prallströmung), $\gamma_1 = 0.346$ (Zentrum) und $\gamma_1 = 0.318$ (Eckströmung).

Die vollständige Dynamik einer dreidimensionalen Konvektionsströmung wurde in einer zylindrischen Geometrie mit einem festen Aspektverhältnis $\Gamma = 1.13$ untersucht. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der quasi-zweidimensionalen Anordnung variiert die zeitlich gemittelte Wandwärmestromdichte ebenfalls um bis 30 % im Vergleich zum globalen Wärmestrom. Das Maximum des zeitlichen Mittelwertes der Wandwärmestromdichte befindet sich in diesem Zusammenhang in der Nähe der Seitenwand und wurde mit dem Aufprall der globalen Strömung auf die Heizplatte korreliert. Mit steigender *Rayleigh*-Zahl findet eine Homogenisierung der Wandwärmestromdichte im Zentrum der Heizplatte statt, wobei die Region des erhöhten Wandwärmestromes im Bereich der Seitenwand in azimuthaler Richtung im zeitlichen Mittelwert anwächst. Die Zeitreihen des horizontalen Drehwinkels der Hauptströmungsrichtung zeigten eine hohe Oszillation der Zirkulationsströmung um die vertikale Achse von bis zu $\pm 90^\circ$. Diese Dynamik erklärt sowohl die Charakteristik der erhöhten Wandwärmestromdichte im Bereich der Seitenwand als auch die Homogenisierung im Zentrum der Heizplatte, die in den Verteilungen der zeitlich gemittelten Wandwärmestromdichte zu erkennen sind.

Abschließend wurde in der vorliegende Arbeit der Einfluss der Seitenwand auf die globale Strömungsstruktur diskutiert, wobei die Verteilung der Wandwärmestromdichte bei verschiedenen Aspektverhältnissen erfasst wurde. Im Gegensatz zu den Annahmen der klassischen, phänomenologischen Theorien (Malkus, 1954; Siggia, 1994; Grossmann und Lohse,

2000) zeigten die verfügbaren Messwerte eine klare Abhängigkeit des globalen Wärmestromes vom Aspektverhältnis, die eine Änderung von 37 % bei einer Variation von $\Gamma = 1$ zu $\Gamma = 6$ aufweisen. Diese Tatsache veranschaulicht, dass die Verifikation von Theorien zur Modellierung des globalen Wärmetransportes, in einer horizontal unendlich ausgedehnten Fluidschicht, auf Basis von experimentellen Daten des globalen Wärmestromes in Konvektionszellen mit einer Geometrie von $\Gamma \leq 1$ fragwürdig ist. Ein tieferes Verständnis für die stattfindenden Prozesse bei einer Variation des Aspektverhältnisses gibt die Organisation der globalen Strömungsstruktur. Für Konvektionszellen mit einer Geometrie von $\Gamma \approx 1$ dominiert ein Wirbel das globale Strömungsfeld. Bei einer Erhöhung des Aspektverhältnisses zerfällt diese großskalige Zirkulation in zwei kleinere Wirbel ($\Gamma > 2$). Der Übergang zwischen dieser Ein- und Zwei-Rollenstruktur vollzieht sich bei $\Gamma = 1.65$ und ist durch die gleich verteilte Wahrscheinlichkeit beider Strukturen definiert. Nach dem Zerfall der Ein-Rollenstruktur ist ein weiterer Übergang in der globalen Strömungsstruktur ersichtlich, wobei dieser durch das Verschwinden von Intermittenz geprägt ist. Eine detaillierte Untersuchung der Struktur war anhand der vorliegenden Messdaten in dem Bereich von $1 \leq \Gamma \leq 4$ nicht möglich.

6 Ausblick

Die durchgeführten Experimente sowie die anschließenden Diskussionen gaben einen tieferen Einblick in die lokalen Mechanismen des konvektiven Wärmeüberganges an den horizontalen Wänden eines Rayleigh-Bénard Experimentes. Insbesondere die Untersuchung zu der Evolution der Grenzschicht an der Heiz- beziehungsweise der Kühlplatte in zylindrischer Geometrie bietet ein großes Potential für weitere experimentelle Arbeiten. In diesem Zusammenhang sind Messungen der räumlich und zeitlich aufgelösten Wandwärmestromdichte über mehrere Dekaden der *Rayleigh*-Zahl wünschenswert, wobei die vorgeschlagenen Teilbereiche der Grenzschicht hinsichtlich der räumlichen Ausdehnung und der Skalierung des lokalen Wärmestromes zu untersuchen sind. Unter Berücksichtigung der aktuellen Messtechnik ist eine Variation der *Prandtl*-Zahl bei dieser Betrachtung schwierig bis unmöglich, da sowohl im Bereich hoher *Prandtl*-Zahlen (Wasser, Glyzerin) als auch kleiner *Prandtl*-Zahlen (Quecksilber, Aluminium) der optischen Zugang durch das Fluid auf die horizontalen

Flächen des Konvektionsexperimentes blockiert ist. Die Entwicklung neuer Messmethoden zur Bestimmung des lokalen Wandwärmestromes, wie beispielsweise eine Feld aus Wärmestromsensoren auf einem Siliziumsubstrat, können jedoch dieses Problem beheben.

Abschließend bleibt zu sagen, dass experimentelle Untersuchungen des Rayleigh-Bénard Modells nur im Bereich hoher Aspektverhältnisse verlässliche Aussagen zu der vorherrschenden Konvektionsströmung liefert. Da die abgeleiteten Rückschlüsse im Bezug zur globalen Strömungsstruktur nicht auf direkten Messungen des Strömungsfeldes beruhen, sondern nur aus planaren Wärmestrommessungen auf der Heizplatte folgen, sind weitere experimentelle Arbeiten zu der Selbstorganisation der globalen Strömungsstruktur bei einer Änderung des Aspektverhältnisses im Bereich hoher *Rayleigh*-Zahl notwendig. Hierbei kann insbesondere die Lagrangesche Betrachtung des Strömungsfeldes entscheidende Einblicke in die Zeitskalen des Systems liefern.

Literatur

- Ahlers, G., Grossmann, S., und Lohse, D. (2009). Heat transfer and large scale dynamics in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Rev. Mod. Phys.*, 81(2):503–537.
- Ahlers, G., He, X., Funfschilling, D., und Bodenschatz, E. (2012). Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection for Pr similar or equal to 0.8 and 3×10^{12} less than or similar to Ra less than or similar to 10^{15} : aspect ratio $\Gamma=0.50$. *New J. Phys.*, 14.
- Araujo, F., Grossmann, S., und Lohse, D. (2005). Wind reversals in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, 95(8).
- Baehr, H. und Stephan, K. (2004). *Wärme- und Stoffübertragung*. Engineering online library. Springer.
- Bailon-Cuba, J., Emran, M. S., und Schumacher, J. (2010). Aspect ratio dependence of heat transfer and large-scale flow in turbulent convection. *J. Fluid Mech.*, 655:152–173.
- Brown, E. und Ahlers, G. (2008a). A model of diffusion in a potential well for the dynamics of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Fluid*, 20(7).
- Brown, E. und Ahlers, G. (2008b). Azimuthal asymmetries of the large-scale circulation in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Fluids*, 20(10).
- Buchholz, K. (2007). *Plexiglas®. Werkstoff in Architektur und Design*. Wienand.
- Castaing, B., Gunaratne, G., Heslot, F., Kadanoff, L., Libchaber, A., Thomae, S., Wu, X., Zaleski, S., und Zanetti, G. (1989). Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 204:1–30.
- Chilla, F., Ciliberto, S., und Innocenti, C. (1993). Thermal-boundary-layer in turbulent thermal-convection. *Europhys. Lett.*, 22(9):681–687.
- Ching, E., Guo, H., Shang, X., Tong, P., und Xia, K. (2004). Extraction of plumes in turbulent thermal convection. *Phys. Rev. Lett.*, 93(12).

- Ciliberto, S. und Laroche, C. (1999). Random roughness of boundary increases the turbulent convection scaling exponent. *Phys. Rev. Lett.*, 82(20):3998–4001.
- Denshchikov, V., Kondrat'ev, V., und Romashov, A. (1978). Interaction between two opposed jets. *Fluid Dyn.*, 13(6):924–926.
- Denshchikov, V., Kondrat'ev, V., Romashov, A., und Chubarov, V. (1983). Auto-oscillations of planar colliding jets. *Fluid Dyn.*, 18(3):460–462.
- Du, Y. und Tong, P. (2000). Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries. *J. Fluid Mech.*, 407:57–84.
- du Puits, R., Li, L., Resagk, C., Thess, A., und Willert, C. (2014). Turbulent boundary layer in high Rayleigh Number convection in air. *Phys. Rev. Lett.*, 112(12).
- du Puits, R., Resagk, C., und Thess, A. (2007a). Breakdown of wind in turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, 75(1, 2).
- du Puits, R., Resagk, C., und Thess, A. (2009). Structure of viscous boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. E*, 80(3, 2).
- du Puits, R., Resagk, C., und Thess, A. (2010). Measurements of the instantaneous local heat flux in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *New J. Phys.*, 12.
- du Puits, R., Resagk, C., und Thess, A. (2013). Thermal boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection at aspect ratios between 1 and 9. *New J. Phys.*, 15.
- du Puits, R., Resagk, C., Tilgner, A., Busse, F. H., und Thess, A. (2007b). Structure of thermal boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 572:231–254.
- du Puits, R., Rilk, J., Resagk, C., und Thess, A. (2012). Boundary layers in turbulent Rayleigh-Bénard convection in air. *ArXiv e-prints*.
- Fleischer, A. und Goldstein, R. (2002). High-Rayleigh-number convection of pressurized gases in a horizontal enclosure. *J. Fluid Mech.*, 469:1–12.

- Funfschilling, D., Brown, E., Nikolaenko, A., und Ahlers, G. (2005). Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection in cylindrical samples with aspect ratio one and larger. *J. Fluid Mech.*, 536:145–154.
- Gasteuil, Y., Shew, W. L., Gibert, M., Chilla, F., Castaing, B., und Pinton, J. F. (2007). Lagrangian temperature, velocity, and local heat flux measurement in Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, 99(23).
- Getling, A. (1998). *Rayleigh-Bénard convection: Structures and dynamics*. World Scientific, 11th edition.
- Grossmann, S. und Lohse, D. (2000). Scaling in thermal convection: a unifying theory. *J. Fluid Mech.*, 407:27–56.
- Grossmann, S. und Lohse, D. (2001). Thermal convection for large Prandtl numbers. *Phys. Rev. Lett.*, 86(15):3316–3319.
- Grossmann, S. und Lohse, D. (2003). On geometry effects in Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 486:105–114.
- Grossmann, S. und Lohse, D. (2004). Fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection: The role of plumes. *Phys. Fluids*, 16(12):4462–4472.
- Hain, R., Kaehler, C., und Michaelis, D. (2008). Tomographic and time resolved PIV measurements on a finite cylinder mounted on a flat plate. *Exp. Fluids*, 45(4):715–724.
- He, X., Funfschilling, D., Bodenschatz, E., Ahlers, G., und Res, I. C. T. (2012a). Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection for Pr similar or equal to 0.8 and 4×10^{11} less than or similar to Ra less than or similar to 2×10^{14} : ultimate-state transition for aspect ratio $\Gamma=1.00$. *New J. Phys.*, 14.
- He, X., Funfschilling, D., Nobach, H., Bodenschatz, E., und Ahlers, G. (2012b). Transition to the Ultimate State of turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, 108(2).
- Hillebrand, S. (2014). Bachelorarbeit: Analyse des Strahlungstransports im Konvektionsexperiment Ilmenauer Fass.
- Huang, Y.-X. und Zhou, Q. (2013). Counter-gradient heat transport in two-dimensional turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 737.

- Incropera, F. und DeWitt, D. (1996). *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, Inc., 4th edition.
- Kaczorowski, M., Chong, K.-L., und Xia, K.-Q. (2014). Turbulent flow in the bulk of Rayleigh Bénard convection: aspect-ratio dependence of the small-scale properties. *J. Fluid Mech.*, 747:73–102.
- Kaiser, R. und du Puits, R. (2014). Local wall heat flux in confined thermal convection. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 73:752–760.
- Kaufmann, P. (2012). Projektseminararbeit: Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Materialien zur Messung von lokalen Wärmeströmen.
- Koerner, M., Shishkina, O., Wagner, C., und Thess, A. (2013). Properties of large-scale flow structures in an isothermal ventilated room. *Build. Environ.*, 59:563–574.
- Kraus, K. (2004). *Photogrammetrie Bd. 1*. De Gruyter Lehrbuch. Bod Third Party Titles.
- Lakkaraju, R., Stevens, R., Verzicco, R., Grossmann, S., Prosperetti, A., Sun, C., und Lohse, D. (2012). Spatial distribution of heat flux and fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. E*, 86(5, 2).
- Landahl, T. und Mollo-Christensen, E. (1992). *Turbulence and Random Processes in Fluid Mechanics*. Cambridge University Press.
- Li, L. (2013). *Experimental investigation of the velocity and temperature fields near the walls in turbulent Rayleigh-Bénard convection*. PhD thesis, Technische Universität Ilmenau, Germany.
- Li, L., Shi, N., du Puits, R., Resagk, C., Schumacher, J., und Thess, A. (2012). Boundary layer analysis in turbulent Rayleigh-Bénard convection in air: Experiment versus simulation. *Phys. Rev. E*, 86:026315 (12 pp.).
- Lui, S. und Xia, K. (1998). Spatial structure of the thermal boundary layer in turbulent convection. *Phys. Rev. E*, 57(5, Part b):5494–5503.
- Malkus, W. (1953). Discrete transitions in thermal turbulence. *Phys. Rev.*, 90(2):376.

- Malkus, W. (1954). The heat transport and spectrum of thermal turbulence. *P. R. Soc. Lond. A Mat.*, 225(1161):196–212.
- Niemela, J. und Sreenivasan, K. (2003). Confined turbulent convection. *J. Fluid Mech.*, 481:355–384.
- Niemela, J. und Sreenivasan, K. (2006). Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4. *J. Fluid Mech.*, 557:411–422.
- Planck, M. und Masius, M. (1914). *The theory of heat radiation*. Blakiston.
- Prandtl, L. (1904). Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. *Verhandlg. III. Intern. Math. Kongr. Heidelberg*.
- Resagk, C., du Puits, R., Thess, A., Dolzhansky, F., Grossmann, S., Araujo, F., und Lohse, D. (2006). Oscillations of the large scale wind in turbulent thermal convection. *Phys. Fluid*, 18(9).
- Roche, P., Castaing, B., Chabaud, B., und Hebral, B. (2001). Observation of the $1/2$ power law in Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. E*, 63(4, 2).
- Roche, P., Gauthier, F., Kaiser, R., und Salort, J. (2010). On the triggering of the Ultimate Regime of convection. *New J. Phys.*, 12.
- Rudolf, S. (2014). Masterarbeit: Konstruktion eines Messplatzes zur Bestimmung der Emissivität von Oberflächen.
- Salort, J., Liot, O., Rusaouen, E., Seychelles, F., Tisserand, J.-C., Creysse, M., Castaing, B., und Chilla, F. (2014). Thermal boundary layer near roughnesses in turbulent Rayleigh-Bénard convection: Flow structure and multistability. *Phys. Fluids*, 26(1).
- Scheel, J., Emran, M., und Schumacher, J. (2013). Resolving the fine-scale structure in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *New J. Phys.*, 15.
- Scheel, J. und Schumacher, J. (2014). Local boundary layer scales in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 758:344–373.
- Shang, X., Qiu, X., Tong, P., und Xia, K. (2004). Measurements of the local convective heat flux in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. E*, 70(2, 2).

- Shang, X.-D., Tong, P., und Xia, K.-Q. (2008). Scaling of the local convective heat flux in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Phys. Rev. Lett.*, 100(24).
- Shi, N., Emran, M. S., und Schumacher, J. (2012). Boundary layer structure in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 706:5–33.
- Shraiman, B. und Siggia, E. (1990). Heat-transport in high-Rayleigh-number convection. *Phys. Rev. A*, 42(6):3650–3653.
- Siggia, E. (1994). High Rayleigh number convection. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 26:137–168.
- Sreenivasan, K., Bershadskii, A., und Niemela, J. (2002). Mean wind and its reversal in thermal convection. *Phys. Rev. E*, 65(5, 2).
- Stevens, R. J. A. M., Lohse, D., und Verzicco, R. (2014). Sidewall effects in Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 741:1–27.
- Stevens, R. J. A. M., van der Poel, E. P., Grossmann, S., und Lohse, D. (2013). The unifying theory of scaling in thermal convection: the updated pre-factors. *J. Fluid Mech.*, 730:295–308.
- Sugiyama, K., Ni, R., Stevens, R., Chan, T., Zhou, S.-Q., Xi, H., Sun, C., Grossmann, S., Xia, K., und Lohse, D. (2010). Flow reversals in thermally driven turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 105(3).
- Sun, C., Ren, L., Song, H., und Xia, K. (2005). Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection in 1 m diameter cylindrical cells of widely varying aspect ratio. *J. Fluid Mech.*, 542:165–174.
- Tennekes, H. und Lumley, J. (1972). *A First Course in Turbulence*. MIT Press.
- Thomann, H. und Frisk, B. (1968). Measurement of heat transfer with an infrared camera. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 11(5).
- Urban, P., Musilova, V., und Skrbek, L. (2011). Efficiency of heat transfer in turbulent Rayleigh-Bénard Convection. *Phys. Rev. Lett.*, 107(1).
- van der Poel, E., Ostilla-Monico, R., Verzicco, R., und Lohse, D. (2014). Effect of velocity boundary conditions on the heat transfer and flow topology in two-dimensional Rayleigh Bénard convection. *Phys. Rev. E*, 90(1).

- van der Poel, E., Stevens, R., und Lohse, D. (2013). Comparison between two- and three-dimensional Rayleigh Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 736:177–194.
- VDI-Ges. (2013). *VDI-Wärmeatlas*.
- Verzicco, R. (2002). Sidewall finite-conductivity effects in confined turbulent thermal convection. *J. Fluid Mech.*, 473:201–210.
- Verzicco, R. und Camussi, R. (1999). Prandtl number effects in convective turbulence. *J. Fluid Mech.*, 383:55–73.
- Wagner, S. und Shishkina, O. (2013). Aspect-ratio dependency of Rayleigh Bénard convection in box-shaped containers. *Phys. Fluids*, 25(8).
- Wagner, S., Shishkina, O., und Wagner, C. (2012). Boundary layers and wind in cylindrical Rayleigh-Bénard cells. *J. Fluid Mech.*, 697:336–366.
- Weinkauff, J., Michaelis, D., Dreizler, A., und Boehm, B. (2013). Tomographic PIV measurements in a turbulent lifted jet flame. *Exp. Fluids*, 54(12).
- Willert, C. (2014). Statistical and temporal characterization of turbulent Rayleigh Bénard convection boundary layers using time-resolved PIV measurements. In *Progress in wall turbulence - understanding and modeling*.
- Wu, X. und Libchaber, A. (1992). Scaling relations in thermal turbulence - the aspect-ratio dependence. *Phys. Rev. A*, 45(2):842–845.
- Xi, H.-D. und Xia, K.-Q. (2008). Azimuthal motion, reorientation, cessation, and reversal of the large-scale circulation in turbulent thermal convection: A comparative study in aspect ratio one and one-half geometries. *Phys. Rev. E*, 78(3, 2).
- Xia, K. und Lui, S. (1997). Turbulent thermal convection with an obstructed sidewall. *Phys. Rev. Lett.*, 79(25):5006–5009.
- Yang, W. (2001). *Handbook of Flow Visualization*. Taylor & Francis.

- Zhou, Q., Liu, B.-F., Li, C.-M., und Zhong, B.-C. (2012). Aspect ratio dependence of heat transport by turbulent Rayleigh Bénard convection in rectangular cells. *J. Fluid Mech.*, 710:260–276.
- Zhou, Q. und Xia, K. (2010). The mixing evolution and geometric properties of a passive scalar field in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *New J. Phys.*, 12.
- Zocchi, G., Moses, E., und Libchaber, A. (1990). Coherent structures in turbulent convection, an experimental study. *Physica A*, 166(3):387–407.